

# **Ladungsträgerdynamik von III-V-Halbleiter- Nanostrukturen für lichtemittierende und photovoltaische Applikationen**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Ing. Daniel Sager**

aus

Essen

Gutachter: Prof. Dr. Gerd Bacher

Gutachter: Prof. Dr. Franz-Josef Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 08.06.2016



## Veröffentlichte Arbeiten und Konferenzbeiträge:

### ➤ Publikationen

- D. Sager, C. Gutsche, W. Prost, F.-J. Tegude, and G. Bacher, “Recombination dynamics in single GaAs-nanowires with an axial heterojunction: n- versus p-doped areas,” *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 17, p. 174303, May 2013.
- R. Koester, D. Sager, W.-A. Quitsch, O. Pfingsten, A. Poloczek, S. Blumenthal, G. Keller, W. Prost, G. Bacher, and F.-J. Tegude, “High-Speed GaN/GaInN Nanowire Array Light-Emitting Diode on Silicon (111),” *Nano Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 2318–2323, Apr. 2015.
- S. Schulz, G. Bendt, W. Assenmacher, D. Sager, and G. Bacher, “Low-Temperature MOCVD of Crystalline Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanowires using tBu<sub>3</sub>Ga,” *Chem. Vap. Depos.*, vol. 19, no. 10–11–12, pp. 347–354, 2013

### ➤ Konferenzbeiträge

- DPG Frühjahrstagung, Dresden, 13. – 18. März 2011  
D. Sager, C. Gutsche, A. Lysov, M. Offer, I. Regolin, W. Prost, F.-J. Tegude, A. Lorke, G. Bacher, *Oral presentation*: „Spatially resolved photocurrent spectroscopy on a single pn-doped GaAs nanowire“
- MSS-15, 15th International Conference on Modulated Semiconductor Structures, Tallahassee, USA, 25. – 29. Juli 2011  
D. Sager, S. Vinaji, C. Gutsche, A. Lysov, I. Regolin, W. Prost, F.-J. Tegude, G. Bacher, *Oral presentation*: „Spatially and temporally resolved photo-electric analysis of a single p-n-GaAs nanowire diode“
- ICPS 2012, 31st International Conference on the Physics of Semiconductors, Zürich, Schweiz, 29. Juli – 3. August 2012  
D. Sager, A. Lysov, C. Gutsche, W. Prost, F.-J. Tegude, G. Bacher, *Poster presentation*: „Spatially resolved recombination dynamics in single core-shell nanowires“

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen .....</b>	<b>6</b>
1.1 III-V-Halbleiter – Kristall- und Bandstrukturen .....	6
1.1.1 Kristallstrukturen .....	6
1.1.2 Bandstruktur binärer GaN- und GaAs-Halbleiter .....	9
1.1.3 Bandlückenenergie (qua)ternärer III-V-Halbleiterverbindungen .....	11
1.1.4 Übergang von GaAs/AlGaAs und GaAs/GaInP-Heterostrukturen .....	14
1.2 Polarisierungseffekte in III-N-Heterostrukturen .....	16
1.2.1 Polarisation in Wurtzit-III-Nitrid-Halbleitern .....	16
1.2.2 Der Quantum-Confined-Stark-Effekt .....	26
1.2.3 Beeinflussung und Analyse interner elektrischer Polarisationsfelder .....	27
1.3 Rekombination und Ladungsträgerdynamik in Halbleitern .....	31
1.3.1 Kontinuitätsgleichungen .....	32
1.3.2 Rekombinationsrate und -koeffizienten .....	33
1.3.3 Shockley-Read-Hall-Rekombination .....	34
1.3.4 Strahlende Rekombination .....	36
1.3.5 Strahlende Band-Band-Rekombinationsdynamik .....	39
1.3.6 Auger Rekombination .....	40
1.3.7 Oberflächen-Rekombination .....	42
<b>2 Experimentelle Methoden .....</b>	<b>44</b>
2.1 Experimenteller Aufbau zur optischen Untersuchung von Halbleiter-Nanostrukturen .....	44
2.1.1 Das Lasersystem .....	46
2.1.2 Strahlengang im UV- und sichtbaren Spektralbereich .....	47
2.1.3 Ausrichtung und Minimierung des Laserspots auf die Probe .....	48
2.2 Orts- und zeitaufgelöste optische Spektroskopie .....	50
2.2.1 Zeitintegrierte Lumineszenz-Analyse .....	50
2.2.2 Streak-Kamera zur zeitaufgelösten Lumineszenz-Analyse .....	52



2.2.3	Streak-Kamera-Messbilder und deren Auswertung .....	54
2.2.4	Messtechnische Fehler (-Korrektur) / Shading-Korrektur .....	58
2.3	Photoelektrische Analyse.....	60
2.3.1	I-U-Kennlinien im belichteten Zustand .....	61
2.3.2	Analyse einer Diode im Leerlauf und Kurzschluss.....	62
2.4	Messplatz zur EL-Analyse von nicht gebondeten Proben .....	63
<b>3</b>	<b>Verlustmechanismen in III-N-Schicht-LEDs .....</b>	<b>65</b>
3.1	Effizienz limitierende Verlustprozesse in III-N-LEDs .....	65
3.1.1	Verluste im Hochinjektionsbereich.....	67
3.1.2	Verluste im Niederinjektionsbereich.....	68
3.2	Charakterisierung der blauen InGaN/GaN-LEDs .....	69
3.2.1	Struktureller Aufbau.....	70
3.2.2	EL-Emission.....	72
3.2.3	I-U-Verhalten im Niederinjektionsbereich .....	73
3.2.4	I-U-Verhalten bei resonanter optischer Anregung im MQW .....	75
3.3	EL und I-U-Verhalten von Niederinjektion bis zum „Droop“ .....	76
3.3.1	Elektrolumineszenz .....	77
3.3.2	I-U-Verhalten .....	79
3.3.3	Photostrom / -spannung bei resonanter optischer Anregung im MQW.....	80
3.4	PL-Charakteristika bei Raum- und Tieftemperatur .....	82
3.5	Optische Analyse im Kurzschluss und Leerlauf.....	89
3.5.1	Ladungsträger- <i>Escape</i> -Verlust im Kurzschluss und Leerlauf .....	89
3.5.2	Zeitintegrierte Analyse im Kurzschluss und Leerlauf .....	90
3.5.3	Zeitaufgelöste Analyse im Kurzschluss und Leerlauf .....	96
3.6	Optische Verlust- und Defekt-Analyse.....	99
3.6.1	Modell zur Ladungsträgerdynamik im Kurzschluss und Leerlauf.....	100
3.6.2	Ladungsträger- <i>Escape</i> - Optische und photoelektrische Analyse.....	104
3.6.3	Resonante wellenlängenselektive Defektanalyse.....	108
3.7	Verlustmechanismen im LED-Niederinjektionsbereich.....	111
3.7.1	Ergebniszusammenfassung der experimentellen Untersuchungen .....	111

3.7.2	Verlustmechanismen im Niederinjektionsbereich (Elektrischer Betrieb) .....	112
<b>4</b>	<b>Optische Analyse von III-N-Nanodraht-LED-Strukturen .....</b>	<b>116</b>
4.1	Herstellung und struktureller Aufbau .....	116
4.1.1	Herstellung auf Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Substrat (Typ A) .....	117
4.1.2	Herstellung auf Si-Substrat (Typ B) .....	117
4.1.3	Struktureller Aufbau .....	118
4.2	Optische Charakteristika der Nanodraht-LED-Strukturen .....	120
4.2.1	LED-Nanodrahtstrukturen auf Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Substrat .....	120
4.2.2	LED-Nanodrahtstruktur auf Si-Substrat - Spektrale PL-Analyse .....	125
4.2.3	LED-Nanodrahtstruktur auf Si-Substrat – Zeitaufgelöste PL-Analyse .....	127
4.3	Nanodraht-LED – Spektrale und zeitaufgelöste EL-Analyse .....	130
4.3.1	Struktureller Aufbau .....	130
4.3.2	Spektral aufgelöste EL-Messung der nicht gebondeten LED .....	132
4.3.3	Spektral aufgelöste Elektrolumineszenz-Analyse .....	133
4.3.4	Zeitaufgelöste Elektrolumineszenz-Analyse .....	136
<b>5</b>	<b>Optische und photoelektrische Analyse von axial pn-dotierten GaAs-Nanodrähten .....</b>	<b>138</b>
5.1	Herstellung und struktureller Aufbau .....	139
5.2	Ortsaufgelöste Photolumineszenz .....	141
5.2.1	Optische Detektion des Dotierstofftyps und <i>pn</i> -Übergangs .....	141
5.2.2	Qualitative Abschätzung der <i>n</i> -Dotierstoffkonzentration .....	144
5.2.3	Untersuchung des Dotierstoffprofils im <i>nip</i> -GaAs-Nanodraht .....	147
5.3	Elektrische und photoelektrische Charakterisierung .....	149
5.3.1	Kontakt-Layout für Nanodrähte und experimentelle Anforderungen ...	149
5.3.2	Kontaktstruktur für einzelne <i>pn</i> -dotierte GaAs-Nanodrähte .....	152
5.3.3	<i>I-U</i> -Verhalten eines einzelnen <i>pn</i> -dotierten GaAs-Nanodrahtes .....	153
5.3.4	Ortsaufgelöster Photostrom im axial dotierten GaAs-Nanodraht .....	154
5.3.5	Photovoltaische Kennlinien und Kenngrößen .....	155
5.4	Ladungsträgerdynamik in <i>pn</i> -dotierten GaAs-Nanodrähten .....	159
5.4.1	Ortsaufgelöste zeitintegrierte PL-Intensität .....	160

5.4.2	Dotierungsabhängige zeitaufgelöste Photolumineszenz .....	161
5.4.3	Modell A: Effekte durch strahlende Rekombination .....	164
5.4.4	Modell B: Oberflächenbestimmte Verlustmechanismen .....	166
<b>6</b>	<b>Optische Charakteristika von GaAs/GaInP-Nanodrahtstrukturen .....</b>	<b>172</b>
6.1	Herstellung und struktureller Aufbau .....	173
6.2	Optische Analyse der Rekombinationsprozesse .....	175
6.3	Effizienz und Lebensdauer in Abhängigkeit der Passivierung .....	179
	<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>181</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang.....</b>	<b>185</b>
A.1.	„Stretch“-Fit der Nanodraht-LED-Zerfallskurven.....	185
A.2.	Ausrichtung der Nanodraht-LED zur EL-Analyse .....	187
A.3.	GaAs-Nanodrahtbeschädigung durch mechanischen Stress.....	188
A.4.	ESD- gerechte Untersuchung kontaktierter Nanodrähte .....	189
	<b>Abkürzungen und Symbole.....</b>	<b>191</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>199</b>
	<b>Danksagung .....</b>	<b>218</b>



# Einleitung

Aufgrund des weltweit steigenden Energieverbrauchs und der gleichzeitigen Verknappung fossiler Brennstoffe gewinnen die effiziente Erzeugung und Nutzung erneuerbarer Energien auch mit Hinblick auf den weltweiten CO<sub>2</sub>-Ausstoß und den Klimawandel immer mehr an Bedeutung. Bis 2050 soll nach einem Bericht der Bundesregierung zur „*Bilanz zur Energiewende 2015*“ vom Februar 2015 das ehrgeizige Ziel einer 80%-igen Versorgung aus erneuerbaren Energien erreicht werden. Gleichzeitig soll bis dahin auch der Stromverbrauch durch die Nutzung immer effizienterer Verbraucher um die Hälfte reduziert werden. Gemäß einem aktuellen Bericht des *Fraunhofer Instituts für solare Energiesysteme ISE* vom 13.01.2016 ist im Jahr 2015 bereits ca. 35% der Nettostromerzeugung in Deutschland aus erneuerbaren Energien, wie Wind, Wasser, Biomasse und der Sonne erzeugt worden. Im Rahmen dessen besitzt die solare Energieerzeugung einen Anteil von ca. 20%, so dass intensiv an der Entwicklung von immer effizienteren Technologien und Bauelementen zur photovoltaischen Energieerzeugung gearbeitet wird [1]. Hinsichtlich des Energieverbrauchs nimmt weltweit allein die Erzeugung von Licht einen Anteil von etwa 15 bis 22% ein [2]. Zur Senkung des Energieverbrauchs wird daher an immer effizienteren Lichtemittern geforscht, welche die konventionellen Lichtquellen, wie Glühlampen, Gasentladungs- oder Halogenlampen ersetzen sollen [3]. Die Wichtigkeit dieses Themas wird auch von der UN hervorgehoben, welche das Jahr 2015 zum „*Internationalen Jahr des Lichts*“ erklärt hat.

Als vielversprechendster Kandidat zur Lichterzeugung gelten lichtemittierende Dioden (LEDs), welche insbesondere in Europa aufgrund des Verbots von Glühlampen einen schnell wachsenden Marktanteil in der Allgemein-Beleuchtung einnehmen. Blau emittierende III-Nitrid-Hochleistungs-LEDs (III = Elemente der 3. Hauptgruppe des Periodensystems) stellen dabei in Kombination mit einem spektral breit lumineszierenden Phosphor zur Weißlichterzeugung eine Schlüsseltechnologie dar [4], [5]. Auch die Auszeichnung von *Isamu Akasaki, Hiroshi Amano* und *Shuji Nakamura* im Jahr 2014 mit dem Nobel-Preis für Physik „für die Erfindung effizienter blau-emittierender Leuchtdioden, welche helle und energiesparende Lichtquellen ermöglicht haben“ belegt den hohen Stellenwert von LEDs in diesem Markt. So können mit heutigen „Weißlicht-LEDs“ schon Effizienzen zwischen 100 und 200 lm/W erreicht werden, im Gegensatz zu üblichen Glühlampen mit nur ca. 10 bis 15 lm/W. Die Effizienz der blauen LED kann dabei je nach Leistung schon Werte oberhalb von 60 % aufweisen [2]. In der Photovoltaik sind Solarzellen auf Basis des günstigen Halbleiters Silizium (Si) mit typischen Effizienzen von ca. 20 % großflächig im Markt etabliert [1].

Aufgrund der Frage nach immer höheren Konversionseffizienzen von elektrischer Energie in Licht oder umgekehrt wird jedoch intensiv an der Entwicklung neuer LED-[2], [6] und Solarzellstrukturen [1] gearbeitet. Dabei ist die Erforschung und

Entwicklung neuer Materialien und Bauelemente aus den Bereichen der Mikro- und Nanotechnologie von zentraler Bedeutung. Konventionell hergestellte LEDs und Solarzellen sind in der Regel als Schichtstrukturen realisiert. Zur Realisierung höchster Effizienzen muss dabei jedoch ein großer Aufwand zur Herstellung epitaktisch immer komplexerer Strukturen betrieben werden. So basieren die effizientesten Schichtstrukturen auf einer Vielzahl diverser Halbleiterschichten mit Abmessungen im Nanometer-Bereich.

Im Bereich der Photovoltaik werden Strukturen mit einer mehrfachen Schichtfolge auch als *Tandem-Zellen* bezeichnet [7]. Dabei werden energetisch unterschiedliche sowie meist effizientere Halbleitermaterialien, wie III-Arsenid und III-Phosphid kombiniert, so dass Licht effizienter absorbiert wird. Mit derartig komplexen Strukturen werden heute Effizienzen im Bereich von 30 % bis sogar 38 % erreicht [1]. Aufgrund der hohen Effizienzen sind *Tandem-Zellen* heute in High-End-Anwendungen wie z.B. der Raumfahrt in der Anwendung [8]. Eine weitere Steigerung der Effizienz lässt sich nur erreichen, wenn das Licht mit Hilfe zusätzlicher Optiken auf die Solarzelle gebündelt wird. Die sog. *Konzentratorzellen* [9] können damit Effizienzen von heute bis zu 46% erreichen [1]. Auch bei der Herstellung von LEDs müssen ebenfalls komplexe Halbleiter-Heterostrukturen realisiert werden, um höchste Effizienzen zu erzielen [10]. Dabei muss für eine effiziente Umwandlung von elektrischer Energie in Licht ein sog. *Multiple Quantum Well* (MQW) gewachsen werden, welcher aus einer Vielzahl diverser Halbleiterschichten besteht. Darüber hinaus werden weitere Schichten realisiert, wie z.B. eine sog. EBL (*electron blocking layer*)-Schicht zur Blockade injizierter Elektronen [2], [11], [12], [13], [14], [15] und Schichten mit speziell angepassten Dotierungen zur optimalen Ladungsträgerinjektion, um höchste Effizienzen erreichen zu können.

Ein Problem sowohl für lichtemittierende als auch photovoltaische Schichtstrukturen ist die Tatsache, dass die Oberflächen aufwendig texturiert werden müssen, um Licht effizient auskoppeln [6] oder einkoppeln [16] zu können. Bei LEDs muss zusätzlich die Reabsorption eines im MQW erzeugten Photons verhindert oder reduziert werden. Dazu werden aufwendige Technologien angewandt, um Schichten, durch die das Licht transmittiert wird, möglichst dünn zu gestalten [10]. Eine grundsätzliche Einschränkung bei Schichtstrukturen bildet ebenfalls ein Limit, welches sich aus der materialspezifischen Gitterkonstante der Halbleitermaterialien ergibt. So führt eine Kombination von Halbleitern mit abweichender kristalliner Gitterkonstante zu kristallinen Verspannungen, welche im Halbleiter Defekte hervorrufen und schließlich die Effizienz der LED oder Solarzelle negativ beeinflussen. Für hexagonale Gitterstrukturen, wie sie in üblicherweise *c-plane* gewachsenen Wurtzit (WZ)-III-Nitrid-LEDs vorkommen, treten zusätzlich Polarisierungseffekte auf, welche an den Halbleitergrenzflächen Ladungen hervorrufen und ein piezoelektrisches Feld innerhalb der *Quantum Wells* (QWs) erzeugen [17], [18], [19]. Dieses führt zu einer örtlichen Ladungsträgertrennung, so dass die strahlende Lebensdauer verlängert und die strahlende Rekombinationsrate zugleich reduziert wird [6], [20]. Die geringere Rekombinationsrate hat weiterhin zur Folge, dass die Ladungsträgerdichte im MQW

steigt, während in III-Nitrid (III-N)-LEDs aufgrund begrenzter Lochinjektionseffizienz meist sowieso ein Überangebot von Elektronen im MQW vorliegt [21], [22]. Dabei tritt im Bereich hoher Ladungsträgerdichten bei LEDs ein Einbruch der Effizienz auf, der sog. *Droop* [5]. Zur Reduzierung des *Droops* wird im Allgemeinen versucht, die Stromdichte unterhalb oder nicht weit oberhalb eines typischen Grenzwerts von  $10 \text{ A/cm}^2$  zu halten, bei welchem die interne Quanteneffizienz (IQE) blauer LEDs meist ihren Maximalwert erreicht [2], [12]. Dickere QWs zur Reduzierung der Ladungsträgerdichte bieten nur limitiert eine Lösung, weil die kristalline Qualität mit steigender Dicke relativ schnell nachlässt [10]. Daher müssen im Allgemeinen Chip-Flächen vergrößert und die Ladungsträger möglichst homogen auf eine Vielzahl von QWs (typisch 5 – 9) verteilt werden [2], [11]. Werden jedoch die Ladungsträgerdichten reduziert, so treten nichtstrahlende Verluste über Defekte immer mehr in den Vordergrund [23], [24], welche die Effizienz der LED limitieren [12]. Darüber hinaus verschieben derartige Verluste den Effizienz-*Droop* zu niedrigeren Stromdichten [25].

Eine große Chance, die Effizienz von sowohl lichtemittierenden als auch photovoltaischen Bauelementen erheblich zu verbessern bilden völlig neuartige Strukturen aus dem Bereich der Nanotechnologie, wie z.B. Halbleiter-Nanodrahtstrukturen [26], [27]. Diese haben allein aufgrund Ihrer Geometrie entscheidende Vorteile gegenüber Schichtstrukturen [28]. Nanodrähte sind bereits seit mehr als 15 Jahren Teil der internationalen Forschung [29] und werden auf Basis diverser Halbleiter für unterschiedliche Applikationen entwickelt und erforscht. Sie versprechen dabei ein großes Potential für die technologische Weiterentwicklung in Bereichen der Sensorik [30], [31], [32] der Elektronik [33] und insbesondere auch der Photonik [34], [35], [36] oder der Photovoltaik [37], [38], [39], [40], [41], [42]. Typischerweise besitzen Nanodrähte Durchmesser von wenigen Nanometern bis hin zu ein paar hundert Nanometern und Längen bis in den Mikrometer-Bereich. Durch die geringe laterale Ausdehnung kann sich das Material ausdehnen, so dass auch gitterfehlangepasste Halbleitermaterialien nahezu verspannungsfrei aufeinander aufgewachsen werden können. So können diverse Halbleiter auf günstigen Substraten, wie z.B. Galliumnitrid (GaN) auf Si [43], [44], Galliumarsenid (GaAs) auf Si [45] oder Indiumphosphid (InP) auf Si [46] gewachsen werden. Darüber hinaus erlaubt die Geometrie, dass Heterostrukturen in zwei Dimensionen, also sowohl axial entlang des Nanodrahts [47] als auch radial um den Nanodraht herum [48] realisiert werden können. Hieraus ergeben sich zusätzliche Freiheitsgrade und Eigenschaften aufgrund diverser Kristallorientierungen [49]. Weiterhin ergibt sich aus der Geometrie, dass das deutlich größere Verhältnis aus Oberfläche zu Volumen von Nanodrähten zu einer verbesserten Lichteinkopplung bei Solarzellen [39] und Lichtauskopplung bei LEDs [50] führt.

In der Literatur lassen sich Nanodrahtstrukturen für photovoltaische Anwendungen finden, die neben Si [47], [48], [51], [52], [53], [54], [55] auch auf GaAs [56], [57], [58], InP [46], [59], [60], Galliumarsenidphosphid (GaAsP) [61], Indiumgalliumarsenid (InGaAs) [62], [63] oder Indiumgalliumphosphid (InGaP) [64], [65] basieren. Dabei werden sowohl für axial verlaufende Heterostrukturen innerhalb eines Nanodrahtes, als

auch für koaxiale Nanodrahtstrukturen mit radial aufgetragenen Schichten bereits Effizienzen zwischen 9% und 14 % erreicht [37], [61], [66]. Insbesondere bei GaAs stellt der erhöhte Einfluss von Oberflächen jedoch auch eine Herausforderung dar hinsichtlich Effekten wie Oberflächenverarmung [67] oder nichtstrahlender Verluste über Oberflächenzustände [68]. Technologisch kann diesen Effekten entgegengewirkt werden, indem die Nanodrahtoberfläche in radialer Richtung durch eine epitaktisch aufgetragene Schicht, wie z.B. Aluminiumgalliumarsenid AlGaAs [69], Aluminiumindiumphosphid (AlInP) [70] oder InGaP [64] passiviert wird.

Mittels des radialen Wachstums kann jedoch auch insbesondere bei III-N-Nanodrahtstrukturen ausgenutzt werden, dass die koaxiale *m-plane* Kristallrichtung keine piezoelektrischen Polarisationsfelder hervorruft, so dass im Gegensatz zu konventionellen *c-plane* Schicht-LED erhöhte strahlende Rekombinationsraten erzielt werden können [49], [71], [72], [73]. Diese führen folglich auch zu verbesserten Effizienzen. Auch wenn mittlerweile unipolar gewachsene Schicht-LEDs realisierbar sind [6], [20], [74], so ist deren Herstellung doch relativ schwierig und durch die Notwendigkeit hochwertiger GaN-Substrate ebenfalls sehr teuer [2], [12]. Hier liegt ein entscheidender Vorteil von Nanodrähten, die aufgrund ihrer Geometrie einen höheren Freiheitsgrad besitzen, so dass diese z.B. auf günstigem Si-Substrat realisiert werden können [43], [75]. Die geringere Ladungsträgerlebensdauer unipolarer Strukturen [49], [76] führt dazu, dass Nanodraht-LEDs im Vergleich zu Schicht-LEDs ebenfalls schneller elektrisch moduliert betrieben werden können und somit auch für Kommunikationsanwendungen interessant sind [75]. In der Literatur sind bereits einige LED-Strukturen auf Basis eines radialen Aufbaus veröffentlicht [43], [77], [78], [79], [80], [81]. Dabei sind bereits Emissionswellenlängen über den gesamten sichtbaren Spektralbereich durch gezielte Variation des Indium (In)-Gehalts im MQW einer einzeln kontaktierten Nanodraht-LED [82] und eines Nanodraht-Arrays [83] erzielt worden. Sogar die Emission von weißem Licht aus einem einzelnen Nanodraht ist möglich [44], [84], [85], wenn der MQW bzw. die Heterostruktur axial im Nanodraht vorhanden ist [50], [86], [87], [88], [89].

Zur Weiterentwicklung von sowohl etablierten Schicht- als auch neuartigen Nanodrahtstrukturen für photovoltaische und lichtemittierende Applikationen ist die Erforschung Effizienz-limitierender Faktoren ein wesentlicher Bestandteil. Sowohl für Schicht- als auch Nanodraht-LEDs ist der Niederinjektionsbereich mit geringen Ladungsträgerdichten unterhalb des Effizienz-*Droops* ein wichtiger Betriebsbereich. Ein grundlegendes Verständnis der Ladungsträgermechanismen, die hier zu Verlusten führen, ist die Basis um die Effizienz der Bauelemente weiter steigern zu können. Insbesondere bei Nanodraht-Strukturen spielen darüber hinaus etwaige Verlust-Prozesse über Oberflächen eine Rolle, die zur Entwicklung hocheffizienter Bauelemente verstanden werden müssen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden optische und photoelektrische Untersuchungsmethoden angewandt, um dynamische Ladungsträgermechanismen in



Halbleiter-Nanostrukturen für lichtemittierende und photovoltaische Anwendungen zu untersuchen. Dies beinhaltet sowohl die Untersuchung blauer III-N-Schicht-LEDs mit Fokus auf den Niederinjektionsbereich als auch die Analyse der Ladungsträgerdynamik und elektrischen Modulierbarkeit radialer III-N-Nanodraht-LEDs. Darüber hinaus werden optische und photoelektrische Untersuchungen an axial dotierten GaAs-Nanodrähten und radialen GaAs/GaInP-Hetero-Nanodrahtstrukturen für photovoltaische Applikationen gezeigt und mit Schwerpunkt auf dynamische Verlustprozesse über Oberflächen diskutiert.

Die Dissertation gliedert sich in die folgenden 6 Kapitel:

- Im 1. Kapitel werden die zum Verständnis dieser Arbeit relevanten Grundlagen beschrieben. Dies betrifft kristalline und optische Eigenschaften von III-V-Halbleitern ( $V$  = Elemente der 5. Hauptgruppe des Periodensystems), wie GaN und GaAs. Vertieft werden Polarisierungseffekte in III-N-Strukturen und deren Auswirkung auf optische Eigenschaften beschrieben. Außerdem werden Grundlagen zu dynamischen Rekombinationsprozessen in Halbleitern besprochen, welche die theoretische Basis für die Analysen dieser Arbeit bilden.
- Im 2. Kapitel werden die experimentellen Methoden zur Untersuchung der LEDs und Nanodrahtstrukturen vorgestellt. Neben der Beschreibung des optischen Messplatzes wird die experimentelle Methode der spektral- und zeitaufgelösten Photolumineszenz (PL) -Spektroskopie erklärt. Insbesondere die zeitaufgelöste Analyse mittels einer Streak-Kamera bildet dabei einen Schwerpunkt bevor abschließend die photoelektrische Analyse dargestellt wird.
- Das 3. Kapitel behandelt die optischen Untersuchungen zu Verlustmechanismen blauer Hochleistungs-Schicht-LEDs mit vorhandener Polarisation im QW. Auf Basis experimentell erhaltener Ergebnisse werden physikalische Ursachen für Verluste im Niederinjektionsbereich der LEDs anhand von theoretischen Modellen herausgearbeitet und diskutiert.
- Im 4. Kapitel werden experimentelle Untersuchungen zu spektralen und dynamischen optischen Eigenschaften unpolarer Nanodraht-LED-Strukturen gezeigt. Abschließend wird die Lichtemission einer elektrisch moduliert betriebenen Nanodraht-LED gemessen und analysiert.
- Im 5. Kapitel werden axial dotierte GaAs-Nanodrahtstrukturen optisch charakterisiert und photovoltaische Eigenschaften und Kennwerte auf Basis konzentrierter Bestrahlung durch einen Laser ermittelt. Einen Schwerpunkt bildet die experimentelle Analyse optischer Verlustmechanismen, welche in Zusammenhang mit Oberflächen anhand theoretischer Modelle erklärt werden.
- Im 6. Kapitel wird die optische Auswirkung einer epitaktischen Passivierung der GaAs-Nanodrahtoberfläche durch eine GaInP-Schicht anhand von spektral- und zeitaufgelösten PL-Messungen dargestellt und diskutiert.

# 1 Grundlagen

In diesem Kapitel werden Grundlagen hinsichtlich der untersuchten LEDs und Nanodrahtstrukturen beschrieben, welche für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen relevant sind. Dabei werden zunächst grundlegende Materialeigenschaften, wie die Kristall- und Bandstruktur der III-V-Halbleiterverbindungen GaN und GaAs beschrieben. Im anschließenden Abschnitt werden Polarisierungseffekte des WZ-Materialsystems sowie deren Einfluss auf die optischen Eigenschaften der Halbleiter erklärt. Auf Basis der Kontinuitätsgleichung werden daraufhin in einem weiteren Abschnitt Rekombinationsmechanismen und die Dynamik von Ladungsträgern in Halbleitern beschrieben. Dabei lassen sich anhand der hier aufgezeigten Gleichungen nichtstrahlende und strahlende Rekombinationsprozesse berechnen.

## 1.1 III-V-Halbleiter – Kristall- und Bandstrukturen

Im Rahmen der Arbeit werden lichtemittierende Halbleiterstrukturen sowohl auf Basis konventioneller Schichtepitaxie als auch auf Basis von Nanodrähten untersucht. Beide basieren strukturell auf dem GaN-Halbleitersystem, welches aufgrund seiner chemischen und physikalischen Eigenschaften hierfür sehr gut geeignet ist. Aus den Halbleitermaterialien GaAs und GaInP dagegen bestehen die Nanodrahtstrukturen, welche hier für photovoltaische Anwendungen in der Entwicklung sind. Sowohl GaN als auch GaAs sind binäre Halbleiter aus Elementen der III. und V. Hauptgruppe im Periodensystem. Im Folgenden werden kristalline und optische Charakteristika der Halbleiter dargestellt. Im Rahmen dessen werden die materialtypischen Kristallstrukturen sowie Bandstrukturen und Bandlückenenergien beschrieben, über welche die optischen Charakteristika der Halbleitermaterialien massgeblich analysiert und diskutiert werden können.

### 1.1.1 Kristallstrukturen

Die Kristallstruktur von GaAs entspricht einer kubischen Zinkblende (ZB)-Struktur, wie es auch für viele andere III-V-Halbleiter, wie den III-As, III-P oder III-Sb-Systemen (Sb = Antimon) typisch ist [90]. Erst für sehr hohe hydrostatische Drücke über 17 GPa (mittlerer Luftdruck auf Meereshöhe ca. 0,1 GPa) ändert sich die Kristallstruktur [91]. GaN, sowie auch Indiumnitrid (InN) und Aluminiumnitrid (AlN) können ebenfalls entweder in einer kubischen ZB-Kristallstruktur oder einer hexagonalen WZ-Kristallstruktur sowie einer Steinsalz-Kristallstruktur existieren. Die Kristallisierung von GaN in einer ZB-Struktur ist dabei metastabil und existiert nur unter gewissen Voraussetzungen [92], [93], während die Steinsalz-Gitterstruktur nur bei hohen Drücken (50 - 70 GPa gemäß [94]) vorliegt. Bei Raumtemperatur und normalen

Druckverhältnissen ist die hexagonale WZ-Struktur thermodynamisch deutlich stabiler. Somit tritt das hexagonale  $\alpha$ -GaN deutlich häufiger bei III-N-Halbleiterstrukturen auf als das kubische  $\beta$ -GaN. Auch die hier untersuchten LEDs und Nanodraht-LED-Strukturen weisen eine solche kristalline Struktur auf, während die GaAs-Nanodrähte dieser Arbeit in der kubischen ZB-Struktur kristallisieren.

Zur weiteren Erläuterung ist in der folgenden Abbildung 1.1 die ZB-Kristallstruktur einer GaAs-Einheitszelle [95], sowie die WZ-Kristallstruktur einer GaN-Einheitszelle [96] schematisch dargestellt.

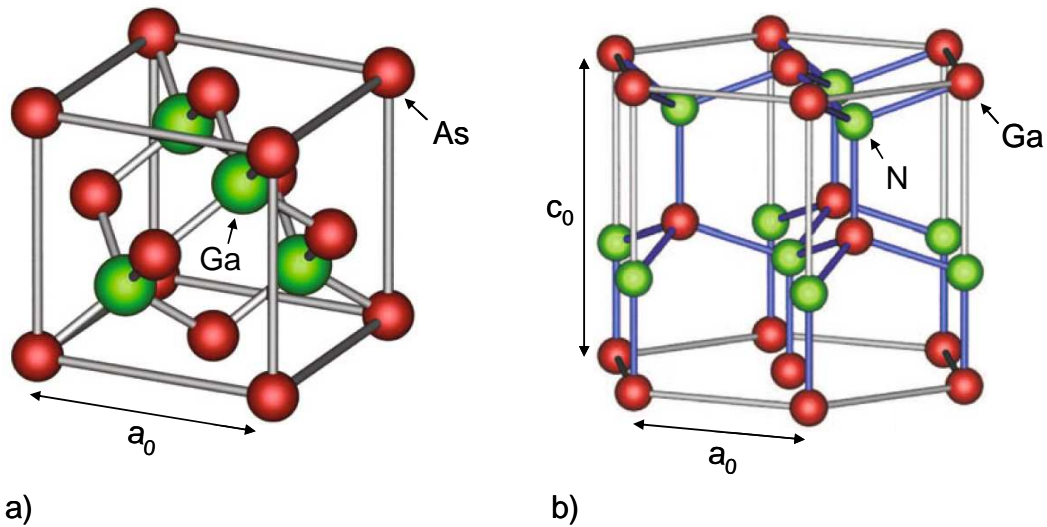


Abbildung 1.1: Schematische Kristallgitter von a) GaAs in einer kubischen Zinkblende-Kristallstruktur und b) GaN in einer hexagonalen Wurtzit-Struktur [90].

Jedes Atom ist hier in einer tetraedrischen Anordnung von einem Fremdatom umgeben. Die ZB-Struktur besteht aus zwei ineinander verschobenen kubisch flächenzentrierten Einheitszellen, welche hier aus Gallium (Ga)- und Arsen (As)-Atomen entsprechend gebildet werden. Die Einheitszellen sind dabei in  $[111]$ -Richtung in der Raumdiagonalen um  $\frac{1}{4}$  der Gitterkonstante  $a_0$  verschoben. Die Gitterkonstanten der gängigen binären ZB-III-As-Halbleiter bei Raumtemperatur sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst [91].

Tabelle 1.1: Gitterkonstanten der ZB-III-As Halbleiter GaAs, InAs und AlAs bei 300K.

Gitterkonstante	GaAs	InAs	AlAs
$a_0$ (nm)	0,565359	0,60583	0,566139

Die WZ-Struktur besteht aus zwei ineinander verschobenen hexagonal dichtesten Kugelpackungen, welche hier aus Gallium- und Stickstoff (N)-Atomen gebildet werden. Aufgrund der asymmetrischen hexagonalen Anordnung besitzt diese Struktur zwei

Gitterkonstanten  $a_0$  und  $c_0$ . Bei Raumtemperatur nehmen die Gitterkonstanten der binären III-N-Halbleiter (GaN, InN und AlN) dabei folgende Werte an [91], [97], [98].

Tabelle 1.2: Gitterkonstanten der Wurtzit-III-Nitride Halbleiter GaN, InN und AlN bei 300K.

Gitterkonstante	GaN	InN	AlN
$a_0$ (nm)	0,319	0,355	0,311
$c_0$ (nm)	0,519	0,570	0,498

Vereinfacht kann nach *Vegard's Gesetz* für die Gitterkonstante ternärer Halbleiterverbindungen ( $A_xB_{1-x}C$ ) von einem linearen Zusammenhang zwischen den Gitterkonstanten der binären Halbleiter AC bzw. BC ausgegangen werden, so dass die Gitterkonstante sich wie folgt ergibt [90].

$$a_0(A_xB_{1-x}C) = a_0(BC) + x[a_0(AC) - a_0(BC)] \quad (1.1)$$

Bei der WZ-Struktur tritt die Verschiebung der beiden hexagonal dichtesten Kugelpackungen in c-Richtung [0001] um  $3/8$  der Gitterkonstante  $c_0$  auf. Die Verschiebung sowie auch die unterschiedliche Elektronegativität von Ga-Atomen (1,81) und N-Atomen (3,04) führen in c-Richtung somit zu einer elektrischen Polarisierung bzw. einem elektrischen Feld innerhalb des Kristalls, dessen Ursache und Effekte später ausführlicher beschrieben werden.

Zur weiteren Beschreibung der WZ-Struktur ist in der folgenden Abbildung 1.2 die hexagonale Kristallstruktur mit den Einheitsvektoren  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  und  $a_4$  dargestellt, welche die Struktur entsprechend aufspannen. Darüber hinaus sind durch Miller'sche Indizes gekennzeichnete charakteristische Kristallebenen definiert, welche in der Literatur im Allgemeinen als *a-plane*, *m-plane* und *c-plane* bezeichnet werden.

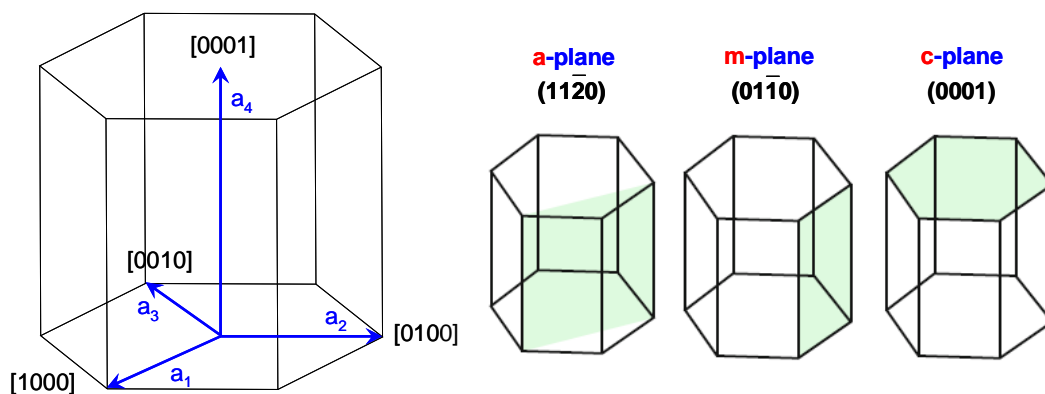


Abbildung 1.2: Hexagonale Wurtzit-Kristallstruktur mit Einzeichnung der Einheitsvektoren  $a_{1,4}$  und Definition der Ebenen (*a-plane*, *m-plane* und *c-plane*) [90].

Die Einheitsvektoren  $a_1$  bis  $a_3$  auf der Grundfläche der hexagonalen Struktur stehen in einem Winkel von  $120^\circ$  zueinander, während der Vektor  $a_4$  orthogonal zu den anderen Vektoren entsprechend die c-Richtung aufspannt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind typische Flächen der Kristallstruktur gekennzeichnet, welche als Basis für das Wachstum einer III-N-Halbleiterstruktur dienen können. Dabei sind die *a-plane* und die *m-plane* Ebene parallel zur polarisierten c-gerichteten Achse der Struktur ausgerichtet, so dass diese unpolare Ebenen darstellen [99]. Die *c-plane* Ebene dagegen steht senkrecht zur polarisierten Achse, so dass hier Polarisierungseffekte aufgrund des internen Kristallfeldes auftreten.

### 1.1.2 Bandstruktur binärer GaN- und GaAs-Halbleiter

Die binären Halbleiter GaN und GaAs stellen sog. *direkte* Halbleiterverbindungen dar. Das bedeutet, dass das absolute Minimum des Leitungsbandes (LB) und das absolute Maximum des Valenzbandes (VB) am  $\Gamma$ -Punkt der *Brillouin-Zone* mit dem Impuls „0“ übereinander liegen. In der folgenden Abbildung 1.3 sind die Bandstrukturen der Halbleiter ZB-GaAs (a) und WZ-GaN (b) dargestellt, welche den Verlauf des Leitungsbandes und der dreifach aufgespaltenen Valenzbänder (Schwerloch, Leichtloch und Split-Off) bei Raumtemperatur im Bereich verschiedener Punkte der *Brillouin-Zone* ( $\Gamma$ , X, L für GaAs und  $\Gamma$ , A, M-L für GaN) zeigen [100].

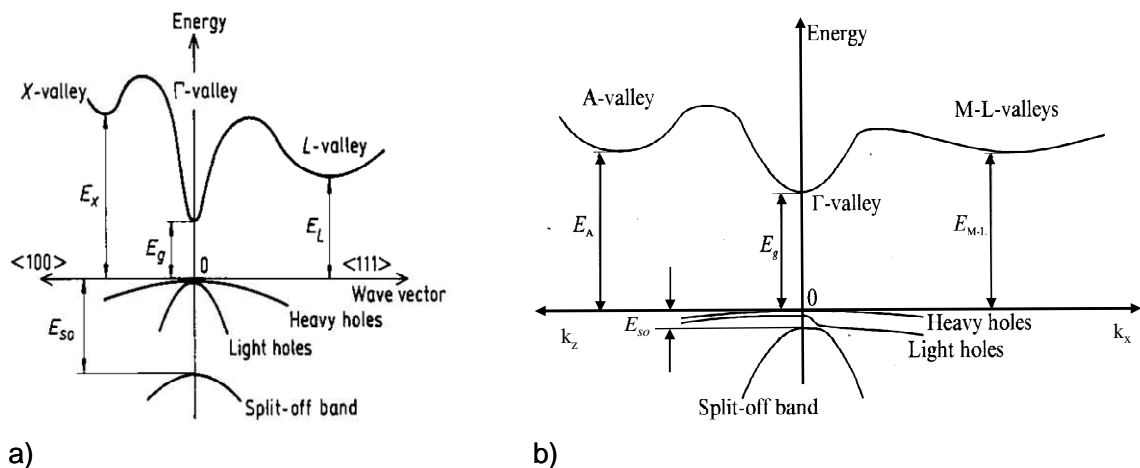


Abbildung 1.3: Bandstruktur eines a) ZB-GaAs-Kristalls und b) WZ-GaN-Kristalls mit den dreifach aufgespaltenen Valenzbändern Schwerloch, Leichtloch und Split-off-Band bei Raumtemperatur. Die Bandstrukturen zeigen jeweils neben den  $\Gamma$ -Punkten den weiteren Verlauf mit weiteren Leitungsbandminima an anderen Punkten der Brillouin-Zone. [100]

Die Bandkrümmung im  $k$ -Raum ( $k$  = Wellenzahl), welcher aufgrund des Zusammenhangs zum Impuls mit  $p = \hbar \cdot k$  auch als Impulsraum bezeichnet wird, ist hierbei ein Maß für die effektive Masse  $m^*$  gemäß des folgenden Zusammenhangs [101].

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (1.2)$$

mit  $\hbar = h / 2\pi$

$h$  Plancksches Wirkungsquantum =  $4,13567 \cdot 10^{-15}$  eVs

Dabei nimmt die Krümmung mit steigender Masse  $m^*$  ab. Im Bereich des Minimums oder Maximums eines parabolischen Bandes mit dem minimalen energetischen Bandabstand der Energie  $E_0$  lässt sich die Energie  $E$  im 3-dimensionalen Impulsraum mit den Koordinaten  $k_x$ ,  $k_y$  und  $k_z$  über den folgenden Ausdruck beschreiben [101].

$$E(k) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (1.3)$$

In der Abbildung 1.3 ist zu erkennen, dass der energetische Abstand der Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt sowohl für die ZB-GaAs-Struktur als auch die WZ-GaN-Struktur minimal ist, während die anderen Leitungsbandminima für  $k \neq 0$  einen größeren Abstand zum Valenzbandmaximum aufweisen. Bei Raumtemperatur werden für die energetischen Abstände folgende Werte angegeben [100].

Tabelle 1.3: Energetische Abstände von diversen Leitungsbandminima zum Valenzbandmaximum von ZB-GaAs und WZ-GaN bei Raumtemperatur.

ZB-GaAs	WZ-GaN
$E_g = 1,42$ eV	$E_g = 3,39$ eV (3,44 eV [91])
$E_L = 1,71$ eV	$E_{M-L} = 4,5 - 5,3$ eV
$E_X = 1,90$ eV	$E_A = 4,7 - 5,5$ eV
$E_{so} = 0,34$ eV	$E_{so} = 0,04$ eV

Für Tieftemperatur bei oder nahe dem absoluten Null-Punkt  $T = 0$  K nimmt die direkte Bandlücke  $E_g(0)$  von ZB-GaAs am  $\Gamma$ -Punkt einen Wert von  $E_g(\text{GaAs}) = 1,519$  eV an, während für WZ-GaN ein Wert von  $E_g(\text{GaN}) = 3,503 - 3,507$  eV angegeben wird [91], [102]. Für verschiedene Temperaturen  $T$  lässt sich die Bandlückenenergie  $E_g(T)$  von Halbleitern nach Varshni's Gesetz [103] berechnen gemäß

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_v T^2}{T + \beta_v} \quad (1.4)$$

mit  $\alpha_v, \beta_v$  Varshni-Parameter in eV/K ( $\alpha_v$ ) und K ( $\beta_v$ )

Für die Berechnung der direkten Bandlücke von GaAs und GaN am  $\Gamma$ -Punkt können die Parameter  $\alpha_v$  und  $\beta_v$  dabei folgende Werte annehmen.

Tabelle 1.4: Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  zur Berechnung der Bandlückenenergie am  $\Gamma$ -Punkt für GaAs und GaN.

	$\alpha_v$ ( $10^{-4}$ eV/K)	$\beta_v$ (K)	Referenz
GaAs	<b>5,4</b> (5,1 ... 10,6)	<b>204</b> (190 ... 671)	[102]
	5,5	255	[91]
	8,871	572	[104]
GaN	5,08	996	[91]
	9,09	830	[102]
	5,31	432	[105]

Aufgrund dessen, dass bei direkten Halbleitern wie GaAs und GaN das LB-Minimum und das VB-Maximum am  $\Gamma$ -Punkt übereinander liegen, ermöglichen diese eine sehr effiziente Emission von Licht und umgekehrt eine effiziente Absorption von Licht. Dennoch sind auch Rekombinationsprozesse über die indirekten Leitungsbandminima möglich (z.B. aus dem X-Valley oder A-Valley). Jedoch sind Rekombinationsprozesse aufgrund der einzuhaltenden Energie- und Impulserhaltung gemäß den Gleichungen (1.4) und (1.6) nach [106]

$$E_2 = E_1 + \Delta E \quad (1.5)$$

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \Delta \vec{k} \quad (1.6)$$

unwahrscheinlicher und mit  $\Delta k \neq 0$  nur unter Aussendung / Absorption eines Phonons möglich. Dabei entsprechen die Energien  $E_1$  und  $E_2$  sowie die Impulszahlen  $k_1$  und  $k_2$  den Werten für das Elektron im LB bzw. das Loch im VB.

### 1.1.3 Bandlückenenergie (qua)ternärer III-V-Halbleiterverbindungen

Mit ternären oder quaternären Halbleiterstrukturen auf Basis von III-N und auch III-As oder III-P kann ein breites Energie- oder Wellenlängenspektrum vom Ultraviolett (UV) bis Infrarot (IR) eingestellt werden, so dass diese direkten Halbleiter sich hervorragend für lichtemittierende und photovoltaische Anwendungen eignen. Die folgenden Abbildungen (Abbildung 1.4 und Abbildung 1.5) zeigen die Bandlückenenergie bzw. die hieraus resultierende Emissionswellenlänge verschiedener III-V-Halbleiter aufgetragen über die zugehörige Gitterkonstante. Die Bandlücke von III-As, III-P und III-Sb ist zunächst in Abbildung 1.4 dargestellt.

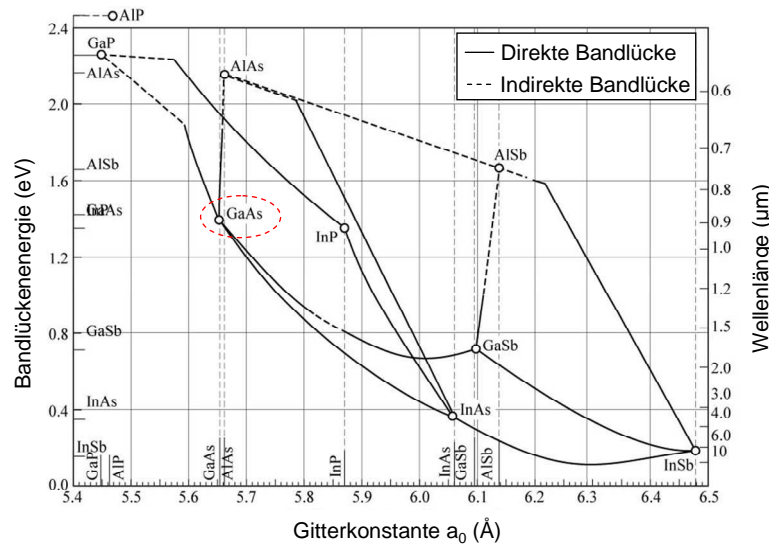


Abbildung 1.4: Bandlückenenergie bzw. Wellenlänge von emittiertem Licht bei Rekombination von Ladungsträgern für das III-As, III-P und III-Sb-Materialsystem bei Raumtemperatur [107].

Mit den hier aufgeführten Halbleitern können größtenteils niederenergetische Bandlückenenergien vom roten bis in den IR-Bereich eingestellt werden. Speziell hervorgehoben sei hier der binäre Halbleiter GaAs, welcher bei einer Bandlückenenergie von  $E_g(\text{GaAs}) \approx 1,424 \text{ eV}$  infrarotes Licht bei einer Wellenlänge von ca. 871 nm emittiert. Die Verbindungslinien zwischen den binären III-V-Halbleiterverbindungen entsprechen ternären Halbleiterverbindungen unterschiedlicher Komposition (z.B.  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  oder  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ ), wobei sich der Anteil des Elements der III. Hauptgruppe entsprechend der Komposition  $x$  ändert. Die durchgezogenen Linien in der Grafik reflektieren Halbleiterverbindungen mit direkter Bandlücke, während Verbindungen im Bereich gestrichelter Linien eine indirekte Bandlücke aufweisen. Mittels quaternärer Verbindungen, wie z.B.  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ , lassen sich Bandlückenenergien einstellen, welche sich über die jeweils eingeschlossene Fläche des III-P, III-As oder III-Sb-Systems erstrecken.

In der folgenden Abbildung 1.5 sind die Bandlückenenergien bei Raumtemperatur und Gitterkonstanten der III-V-Verbindungen gezeigt, mit welchen Energien bzw. Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich eingestellt werden können. Neben dem bereits gezeigten III-P-System, welches hier nochmals in anderer Skalierung dargestellt ist (Abbildung 1.5a), können mit dem III-N-System (Abbildung 1.5b) energetisch höhere Emissionen im blauen und UV-Bereich eingestellt werden.



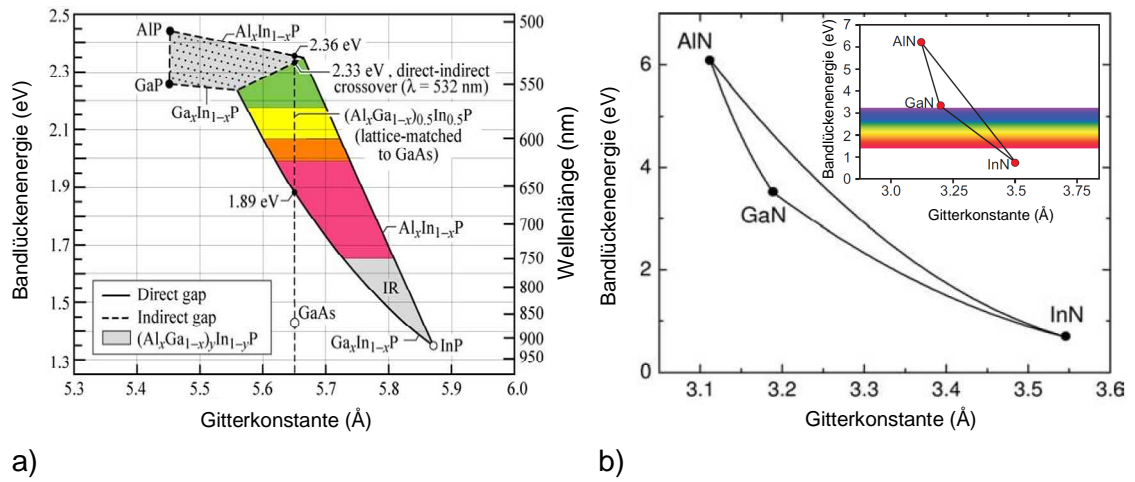


Abbildung 1.5: a) Bandlückenenergie bzw. Wellenlänge von emittiertem Licht bei Rekombination von Ladungsträgern für das III-P-Materialsystem [107]. b) Bandlückenenergie des III-N-Materialsystems [108]. Das Inset in b) zeigt die Bandlückenenergie ohne Berücksichtigung von Bowing-Parametern unter Einzeichnung energetisch zugehöriger Farben eines potentiell vom Halbleiter ausgesendeten Lichts [109].

Unter Einhaltung einer optisch effizienten direkten Bandlücke lassen sich im sichtbaren Spektralbereich befindliche Emissionswellenlängen mit dem quaternären III-P-System lediglich vom roten bis in den grünen Spektralbereich (maximal ca. 530 nm) einstellen. Unterhalb dieser Wellenlängen haben III-P-Verbindungen eine optisch ineffiziente indirekte Bandlücke. Für den ternären ZB-Halbleiter Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P lassen sich nach den folgenden Gleichungen die direkten und indirekten Bandlückenenergien [eV] in Abhängigkeit der Komposition berechnen [110].

$$E_g^{\Gamma}(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}) = 1,35 + 0,76x + 0,65x^2 \quad (1.7)$$

$$E_g^L(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}) = 2,05 + 0,24x + 0,34x^2 \quad (1.8)$$

$$E_g^X(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}) = 2,210 - 0,149x + 0,200x^2 \quad (1.9)$$

Nach den Gleichungen kann die Bandlückenenergie zwischen 1,35 eV und 2,76 eV variiert werden, wobei die Bandlücke des Halbleiters lediglich im Bereich  $0 < x < 0,7$  direkt ist. Somit kann die Energie bzw. Wellenlänge des direkten GaInP-Halbleiters für optische Zwecke zwischen 1,35 eV (920 nm) bis 2,20 eV (563 nm) angepasst werden. Die Bandlücke von Galliumphosphid (GaP) ( $x = 1$ ) und InP ( $x = 0$ ) nach Glg. (1.7) deckt sich hier auch in guter Näherung mit Werten nach [91]. Bei Tieftemperatur (2 K) ergibt sich nach [110] für den direkten Halbleiter Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P ( $x < 0,7$ ) eine Bandlückenenergie [eV] gemäß der folgenden Gleichung (1.10).

$$E_g^\Gamma(Ga_xIn_{1-x}P, T = 2K) = 1,409 + 0,695x + 0,758x^2 \quad (1.10)$$

Auch hier decken sich die Werte in guter Näherung mit anderen Publikationen [111], [112]. Die Bandlücke des binären Halbleiters GaAs beträgt bei Tieftemperatur bzw. 0 K  $E_g(GaAs) = 1,519$  eV [91].

Die Auftragung der Bandlückenenergie des III-N-Systems mit WZ-Struktur in Abbildung 1.5 zeigt, dass der komplette sichtbare Spektralbereich mittels des ternären Halbleiters  $In_xGa_{1-x}N$  eingestellt werden kann. Dabei zeichnen sich die III-Nitride dadurch aus, dass unabhängig von der Komposition die Halbleiterverbindung immer eine optisch effiziente direkte Bandlücke aufweist. Die Bandlückenenergie [eV] von WZ- $Ga_xIn_{1-x}N$  bei Raumtemperatur lässt sich durch die Gleichung (1.11) berechnen [110].

$$E_g^\Gamma(Ga_xIn_{1-x}N) = 0,700 + 1,080x + 1,640x^2 \quad (1.11)$$

Die Bandlückenenergie bzw. die Wellenlänge variiert somit zwischen Werten von  $E_g(GaN) = 3,42$  eV ( $\lambda = 363$  nm) für GaN und  $E_g(InN) = 0,7$  eV ( $\lambda = 1,77$   $\mu$ m) für InN. Jedoch fällt in der Praxis die interne Quanteneffizienz im grünen Spektralbereich rapide ab, so dass die mögliche Wellenlängenvariation für In-Gehalte  $> 25\%$  schwierig ist und aktuell eher theoretischer Natur entspricht. Dieses Phänomen wird bei III-N-basierten LEDs in der Literatur auch als sog. „*Green Gap*“ bezeichnet, wobei dessen Ursachen noch diskutiert werden [10].

#### 1.1.4 Übergang von GaAs/AlGaAs und GaAs/GaInP-Heterostrukturen

Die Gitterkonstante des binären Halbleiters GaAs beträgt  $a_0 = 0,5654$  nm. Ein Vergleich mit dem III-P-System in Abbildung 1.5a zeigt, dass GaAs und  $(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P$ , gitterangepasst aufeinander aufgewachsen werden können. Dabei erlaubt das gitterangepasste Wachstum eine unverspannte Grenzfläche zwischen den Halbleitern, so dass Defekte aufgrund von kristallinen Verspannungen minimiert werden. Die Möglichkeit III-P auf GaAs gitterangepasst aufwachsen zu können, wird daher für die Realisierung effizienter Halbleiterheterostrukturen bspw. im photovoltaischen Bereich genutzt. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine gitterangepasste  $Ga_xIn_{1-x}P$ -Schicht zur effizienten Passivierung von GaAs-Nanodrahtoberflächen verwendet (siehe Kapitel 0). Wie der Abbildung 1.4 entnommen werden kann, lässt sich darüber hinaus auch der ternäre Halbleiter  $Al_xGa_{1-x}As$  gitterangepasst auf GaAs aufwachsen, da sich hier die Gitterkonstante mit variierendem Al-Gehalt kaum ändert. So wird AlGaAs in der Literatur sehr häufig als Halbleitermaterial für die Oberflächenpassivierung von GaAs-basierten Nanodrahtstrukturen angewendet mit variierenden Kompositionen, wie  $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$  [113],  $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$  [69],  $Al_{0,06}Ga_{0,94}As$  [114] oder  $Al_{0,24}Ga_{0,76}As$  [115].

Im Gegensatz zur GaInP-Schicht muss AlGaAs zum Schutz vor Oxidation mit einer dünnen Schicht GaAs bedeckt werden. Darüber hinaus unterscheiden sich GaAs/AlGaAs und GaAs/GaInP im Übergangstyp. Die folgende Abbildung 1.6 zeigt schematisch einen Typ I- und Typ II-Heteroübergang zwischen zwei Halbleitern am Beispiel von AlGaAs/GaAs/AlGaAs (a) und GaInP/GaAs/GaInP (b). Die Bandstruktur in (b) ist hierbei mittels der Software *SimWindows* [116] simuliert. Als wesentliche Rahmenparameter bei der Simulation sind für die GaInP-Schicht eine Bandlückenenergie von  $E_g(\text{GaInP}) = 1,91 \text{ eV}$  [102], [110], [117] und eine Elektronenaffinität von  $4,1 \text{ eV}$  [118] angenommen.

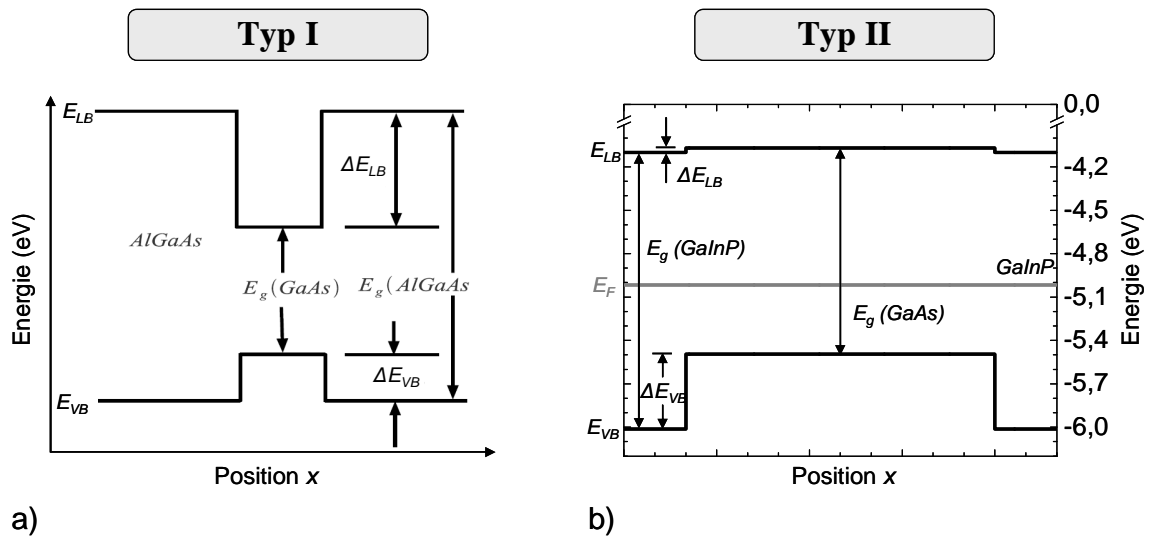


Abbildung 1.6: Vereinfachtes Bändermodell eines a) Typ I-Halbleiterübergangs am Beispiel von AlGaAs/GaAs/AlGaAs, b) Typ II-Halbleiterübergangs einer GaInP/GaAs/GaInP bei Raumtemperatur. Die Typ II-Bandstruktur ist mit einer  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Komposition von  $x = 0,5$  simuliert mittels der Software *SimWindows* [116]. Die AlGaAs/GaAs/AlGaAs-Bandstruktur ist aus [119] entnommen.

Wie der Abbildung entnommen werden kann, werden bei der AlGaAs/GaAs/AlGaAs-Struktur bzw. dem Typ I-Übergang im GaAs lokalisierte Ladungsträger sowohl im Leitungsband als auch Valenzband durch die Banddiskontinuitäten  $\Delta E_{LB}$  und  $\Delta E_{VB}$  eingeschlossen. Beim Typ II-Übergang gemäß Abbildung 1.6b liegt ein Ladungsträgereinschluss in GaAs aufgrund der größeren Bandlücke des außen liegenden Halbleiters nur für Löcher im Valenzband vor, weil sich hier die Banddiskontinuitäten  $\Delta E_{LB}$  und  $\Delta E_{VB}$  in dieselbe energetische Richtung verschieben. Für GaAs/Ga $_x$ In $_{1-x}$ P mit einer zu GaAs gitterangepassten Komposition von  $x = 0,5$  liegt nach [65] und der hier gezeigten Simulation [116] ein Typ II-Übergang vor, bei dem lediglich die Löcher im Valenzband innerhalb der GaAs-Schicht eingeschlossen sind. Elektronen dagegen können sich aufgrund der vorliegenden Banddiskontinuität frei auch über den Halbleiterübergang zum GaInP hinweg bewegen, so dass Elektron-Loch-Paare bei dieser Struktur im Vergleich zur Typ I-Struktur örtlich stärker separiert sind. In der Literatur wird für die Banddiskontinuität des gitterangepassten GaAs/GaInP-

Übergangs nach [120] ein Wert von  $\Delta E_{LB} = 0,1$  eV für das Leitungsband angegeben, während für die Valenzbanddiskontinuität nach [121] ein Wert von  $\Delta E_{VB} = 0,5$  eV berichtet wird.

## 1.2 Polarisisationseffekte in III-N-Heterostrukturen

Während die Charakteristika von unpolaren *a-plane* [122], [123] oder *m-plane* [124], [74] gewachsenen GaN-Heterostrukturen in der Literatur zunehmend erforscht werden, stellt das polare *c-plane* Wachstum in [0001]-Richtung für Schicht-LEDs im Spektralbereich vom nahen UV über den blauen bis in den blau-grünen Bereich bis heute den Standard dar. Obwohl dabei für Indiumgalliumnitrid (InGaN)/GaN-LEDs hohe interne Quanteneffizienzen ( $> 70\%$ ) erreicht werden, tritt für Wellenlängen oberhalb von 500 nm aufgrund des hohen In-Gehalts eine starke Abnahme der Effizienz ein, welche auf polarisationsbedingte Effekte entlang der polaren *c*-Achse zurückzuführen ist [125].

### 1.2.1 Polarisisation in Wurtzit-III-Nitrid-Halbleitern

Aufgrund der fehlenden Kristallsymmetrie in *c*-Richtung [0001] und der hohen Elektronegativität der Stickstoffatome (3,04) im Gegensatz zu den Galliumatomen (1,81) kommt es bei WZ-Nitriden zu einer *spontanen elektrischen Polarisisation* in *c*-Richtung [96]. Darüber hinaus führen kristalline Verspannungen zwischen zwei Halbleitern einer WZ-Heterostruktur aufgrund der kristallinen Asymmetrie auf der polaren Achse zu einer *piezoelektrischen Polarisisation*. Zusammen kann die Polarisisation einer verspannten Heterostruktur  $P_{total}$  (z.B. InGaN/GaN) über die folgende Gleichung ausgedrückt werden [97].

$$P_{total} = P_{sp} + P_{Piezo} \quad (1.12)$$

Während die piezoelektrische Polarisisation  $P_{Piezo}$  von der Verspannung  $\epsilon$  abhängt, entspricht die spontane Polarisisation  $P_{sp}$  in einer Heterostruktur oder einem MQW der Differenz aus der spontanen Polarisisation beider Halbleiter (z.B. InGaN (QW) und GaN (Barriere)) mit [17]

$$P_{total} = P_{sp,QW} - P_{sp,Barriere} + P_{Piezo}(\epsilon) \quad (1.13)$$

### 1.2.1.1 Spontane Polarisation

Bei der spontanen Polarisation von *c-plane*-gewachsenem WZ-GaN zeigt der Polarisationsvektor  $P_{sp}$  aufgrund der asymmetrischen Anordnung der Ga- und N-Atome in oder entgegen der  $[0001]$ -Wachstumsrichtung, wie der folgenden Abbildung 1.7 entnommen werden kann [97]. Die Polarisationsvektoren  $P_{sp}$  und die Vektoren des hieraus resultierenden elektrischen Feldes  $E_{sp}$  sind hier für die Fälle eines Ga-polar (a) und N-polar (b) gewachsenen GaN-Kristalls entsprechend eingezeichnet.

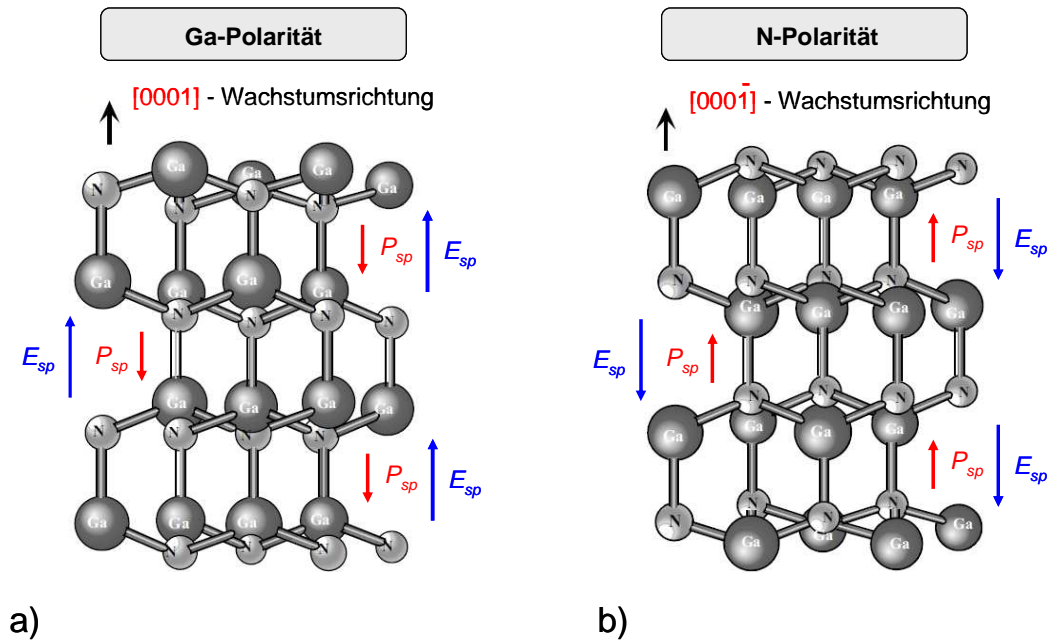


Abbildung 1.7: Kristallstruktur eines Ga-polar (a) und N-polar (b) gewachsenen WZ-GaN-Kristalls. Eingezeichnet sind die Vektoren der spontanen Polarisation  $P_{sp}$  und der resultierenden elektrischen Felder  $E_{sp}$ . [97]

Das durch die spontane Polarisation entstehende elektrische Feld  $E_{sp}$  ist bei Ga-polarem Wachstum somit in *c*-Richtung bzw.  $[0001]$  ausgerichtet. Bei N-polar gewachsenen Kristallen sind die elektrischen Felder entgegen der Wachstumsrichtung ausgerichtet. In beiden Fällen wird die Aufladung an der Oberfläche durch angelagerte Teilchen aus der Umgebung kompensiert, so dass der Kristall nach außen elektrisch neutral ist [96]. Für die spontane Polarisation  $P_{sp}$  der binären WZ-Halbleiterverbindungen GaN, AlN und InN lassen sich in der Literatur folgende Werte finden.

Tabelle 1.5: Spontane Polarisation  $P_{sp}$  von GaN, InN und AlN.

GaN	InN	AlN	Referenz
-0,029 C/m <sup>2</sup>	-0,032 C/m <sup>2</sup>	-0,081 C/m <sup>2</sup>	[17], [102]
-0,034 C/m <sup>2</sup>	-0,042 C/m <sup>2</sup>	-0,090 C/m <sup>2</sup>	[97], [98], [108]

Die spontane Polarisation  $P_{sp}$  der ternären III-N Halbleiter in Abhängigkeit der Komposition  $x$  lässt sich anhand der folgenden Gleichungen ebenfalls quantitativ berechnen [97].

$$P_{sp}(A_x B_{1-x} N) = P_{sp,AN} \cdot x + P_{sp,BN} \cdot (1-x) - b_{AB} \cdot x(1-x) \quad [\text{C/m}^2] \quad (1.14)$$

In der Gleichung repräsentieren die Parameter A und B die Gruppe III-Elemente Ga, In oder Al, während N entsprechend das Stickstoff repräsentiert. Der Bowing-Parameter  $b_{AB}$  in der Gleichung bildet eine auf diverse Experimente angepasste Nichtlinearität der spontanen Polarisation ab, wie sie für verschiedene Kompositionen  $x$  der ternären Verbindungen vorliegen kann. Dabei ist der Bowing-Parameter wie folgt definiert [97].

$$b_{AB} = 2P_{sp,AN} + 2P_{sp,BN} - 4P_{A_{0,5}B_{0,5}N} \quad [\text{C/m}^2] \quad (1.15)$$

Der Parameter  $P_{A_{0,5}B_{0,5}N}$  entspricht der Polarisation bei einer ternären Verbindung mit  $x = 0,5$ . Mit eingesetzten Werten aus Tabelle 1.5 und zitierten Werten für die Bowing-Parameter aus [97] können nach Gleichung (1.14) für die spontane Polarisation  $P_{sp}$  [C/m<sup>2</sup>] der ternären III-N-Halbleiterverbindungen in Abhängigkeit der Komposition  $x$  folgende Gleichungen (1.16) bis (1.18) aufgestellt werden.

$$P_{sp}(Al_x Ga_{1-x} N) = -0,09 \cdot x - 0,034 \cdot (1-x) + 0,0191 \cdot x \cdot (1-x) \quad (1.16)$$

$$P_{sp}(In_x Ga_{1-x} N) = -0,042 \cdot x - 0,034 \cdot (1-x) + 0,0378 \cdot x \cdot (1-x) \quad (1.17)$$

$$P_{sp}(Al_x In_{1-x} N) = -0,090 \cdot x - 0,042 \cdot (1-x) + 0,0709 \cdot x \cdot (1-x) \quad (1.18)$$

Für InGaN wird in [126] mit  $b_{A,B} = 0,037$  ein vergleichbarer Bowing-Parameter angegeben. In der folgenden Abbildung 1.8 ist der Verlauf der spontanen Polarisation  $P_{sp}$  für die ternären Verbindungen gemäß den Gleichungen (1.16) bis (1.18) über die Komposition  $x$  aufgetragen. Zusätzlich ist zum Vergleich die Auftragung gemäß eines linearen Zusammenhangs nach *Vegard's* Gesetz zu sehen, welcher ebenfalls für ternäre III-N-Verbindungen in der Literatur noch angegeben wird [97]. Hierzu wird in den Gleichungen (1.16) bis (1.18) lediglich der Bowing-Parameter vernachlässigt.

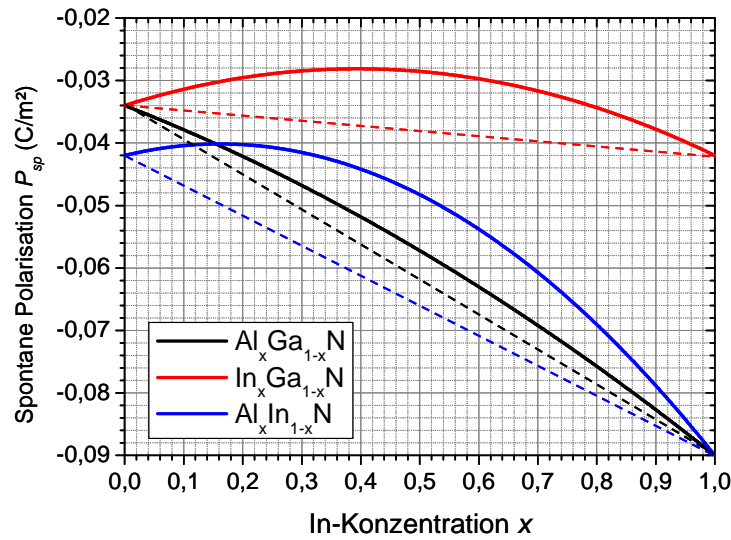


Abbildung 1.8: Spontane Polarisation der ternären III-Nitride AlGaN, InGaN und AlInN aufgetragen über die Komposition  $x$  unter Berücksichtigung der Bowing-Parameter (durchgezogen) und nach Vegard's Gesetz ohne Bowing Parameter (gestrichelt).

Die Abbildung 1.8 macht deutlich, dass die spontane Polarisation für Aluminiumgalliumnitrid ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ) sich mit variierendem Al-Gehalt stark ändert, während  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  zwischen  $0 < x < 1$  deutlich geringfügigere Änderungen der Polarisation aufweist. Dies liegt in der weiter verringerten Elektronegativität von Aluminium (1,61) und der nahezu gleichen Elektronegativität von Indium (1,78) im Vergleich zu Gallium (1,81) begründet. Dies ist insbesondere bei *c-plane* gewachsenen Heterostrukturen interessant. So sammeln sich bei unterschiedlicher Polarisation angrenzender Halbleiter Polarisationsladungen an den Grenzflächen an, welche proportional zur Differenz der beiden Polarisationen sind. Daher kommt es bei einem AlGaN/GaN-MQW durch die relativ großen Differenzen der spontanen Polarisation zu einem nennenswerten elektrischen Feld innerhalb der QWs [97], [127].

Aufgrund der vergleichsweise geringen Variation der Polarisation bei InGaN/GaN-Heterostrukturen spielt die spontane Polarisation im Rahmen der gesamten Polarisation innerhalb der Heterostruktur eine deutlich geringere Rolle als bei AlGaN/GaN-Strukturen. Für eine blau emittierende InGaN/GaN-Heterostruktur mit  $x = 0,15$  tritt im nichtlinearen Fall mit einem Betrag von ca.  $0,003 \text{ C/m}^2$  schon eine vergleichsweise niedrige spontane Polarisationsdifferenz zwischen der GaN-Schicht mit  $P_{sp}(\text{GaN}) = -0,034 \text{ C/m}^2$  und der InGaN-Schicht mit  $P_{sp}(\text{InGaN}) \approx -0,031 \text{ C/m}^2$  auf. Nach Vegard ist diese Differenz mit  $P_{sp}(\text{InGaN}) \approx -0,035 \text{ C/m}^2$  im Betrag noch weiter auf ca.  $0,001 \text{ C/m}^2$  reduziert. Analog sind bei InGaN/GaN-Heterostrukturen ebenfalls die auf die spontane Polarisation zurückzuführenden elektrischen Felder innerhalb des QW sehr gering.

### 1.2.1.2 Piezoelektrische Polarisation

Die piezoelektrische Polarisation stellt in *c-plane* gewachsenen InGaN/GaN-Heterostrukturen aufgrund der großen Gitterfehlانpassung (siehe Abbildung 1.5b) einen wesentlichen Anteil der Polarisation innerhalb der eingebetteten Schicht dar. Die piezoelektrische Polarisation entsteht hierbei in Richtung der polarisierten Achse [0001] durch die kristalline Verspannung zwischen zwei Halbleitern. Aufgrund dessen kommt es bei *c-plane* gewachsenen und gitterfehlانgepassten Heterostrukturen bzw. MQWs an der Grenzfläche zu einer Ansammlung von Ladungsträgern. Dies liegt in den unterschiedlichen materialabhängigen Verspannungen begründet, welche wiederum zu einem Unterschied der piezoverursachten Polarisation führen. Aufgrund dieser Diskrepanz verursachen die angesammelten Ladungen innerhalb des eingebetteten Halbleitermaterials bzw. des QWs parallel zur Wachstumsrichtung ein elektrisches Feld. Aufgrund der im Vergleich zu AlGaN/GaN-Heterostrukturen deutlich größeren Gitterfehlانpassung bei InGaN/GaN spielt die piezoelektrische Polarisation hier eine entscheidende Rolle. Der Vektor der piezoelektrischen Polarisation  $\vec{P}_{Piezo}$  lässt sich allgemein über die materialspezifischen piezoelektrischen Koeffizienten  $e_{ij}$  und der Verspannung  $\vec{\epsilon}$  anhand der folgenden Gleichung (1.19) berechnen [97], [128], [129].

$$\vec{P}_{Piezo} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Aufgelöst ergibt sich für die Polarisation der folgende Ausdruck.

$$\vec{P}_{Piezo} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_{15}\epsilon_{xz} \\ e_{15}\epsilon_{yz} \\ e_{31}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) + e_{33}\epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Nach [97] ist die piezoelektrische Polarisation sowohl in *m-plane*-Richtung  $P_x = e_{15}\epsilon_{xz} = 0$  als auch in *a-plane*-Richtung  $P_y = e_{15}\epsilon_{yz} = 0$ . In [0001] bzw. *c-plane*-Richtung nimmt die z-Komponente der Polarisation dagegen den Wert  $P_z = e_{31}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) + e_{33}\epsilon_{zz}$  an.

Wird davon ausgegangen, dass die verspannte Schicht in der QW-Ebene (z.B. InGaN) die Gitterkonstante der unverspannten Barriere (z.B. GaN) annimmt, so ergibt sich für die Verspannung nach [128]:



$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_{GaN} - a_{InGaN}}{a_{InGaN}} \quad (1.21)$$

$$\epsilon_{zz} = -\frac{2c_{13}}{c_{33}}\epsilon_{xx} \quad (1.22)$$

Dabei entsprechen  $a_{GaN}$  und  $a_{InGaN}$  den Gitterkonstanten der unverspannten Schichten GaN und InGaN.  $c_{13}$  und  $c_{33}$  sind materialspezifische Konstanten hinsichtlich der elastischen Festigkeit. Die im  $c$ -plane-gewachsenen InGaN-QW in z-Richtung ausgerichtete polarisationsbedingte elektrische Feldstärke  $E_{Piezo}$  lässt sich nun anhand der folgenden Gleichung (1.23) wie folgt berechnen.

$$E_{Piezo} = -\frac{P_{Piezo}}{\epsilon_0 \epsilon_r} = -\frac{e_{31}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) + e_{33}\epsilon_{zz}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.23)$$

mit  $\epsilon_0$  Elektrische Feldkonstante =  $8,854 \cdot 10^{-12}$  As/Vm  
 $\epsilon_r$  Relative Permittivität

Werden die Gleichungen (1.21) und (1.22) entsprechend in die Gleichung (1.23) eingesetzt, so ergibt sich für die piezoelektrische Feldstärke

$$E_{Piezo} = -\frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left( e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \cdot \left( \frac{a_{GaN}}{a_{InGaN}} - 1 \right) \quad (1.24)$$

Entsprechende Werte aus verschiedenen Quellen a) bis d) für die piezoelektrischen Koeffizienten ( $e_{31}$ ,  $e_{33}$ ) und die elastischen Konstanten ( $c_{13}$ ,  $c_{33}$ ) sind für die binären III-N-Halbleiter GaN, InN und AlN in der folgenden Tabelle 1.6 aufgeführt.

Tabelle 1.6: Piezoelektrische Koeffizienten und elastische Konstanten von GaN, InN und AlN aus verschiedenen Quellen.

	GaN	InN	AlN	Referenz
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0,35	-0,57	-0,50	[102]
	-0,338	-0,412	-0,533	[108]
	-0,49	-0,57	-0,60	[17]
	-0,34 / ... / -0,44	-0,41 / ... / -0,52	-0,53 / ... / -0,64	[97]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	1,27	0,97	1,79	[102]
	0,667	0,815	1,505	[108]
	0,73	0,97	1,461	[17]
	0,67 / ... / 0,86	0,81 / ... / 1,09	1,50 / ... / 1,80	[97]
$c_{13}$ (GPa)	106	92	108	[102]
	68	70	94	[108]
	103	92	108	[17]
	68 / 103 / 83	70 / 92 / 88	94 / 108 / 111	[97]
$c_{33}$ (GPa)	398	224	373	[102]
	354	205	377	[108]
	405	224	373	[17]
	354 / 405 / 415	205 / 224 / 233	377 / 373 / 384	[97]

Für ternäre Halbleiterverbindungen, wie hier beispielsweise  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  lassen sich die Werte anhand der folgenden Gleichungen berechnen [17].

$$e(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x \cdot e_{\text{InN}} + (1-x) \cdot e_{\text{GaN}} \quad (1.25)$$

$$c(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x \cdot c_{\text{InN}} + (1-x) \cdot c_{\text{GaN}} \quad (1.26)$$

Somit lässt sich die piezoelektrische Feldstärke in einem verspannten InGaN/GaN-QW entsprechend berechnen. Dafür lässt sich die kompositionsabhängige Gitterkonstante der ternären Verbindung  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  mit den Werten aus Tabelle 1.2 über Gleichung (1.1) berechnen zu

$$\begin{aligned} a_0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) &= a_0(\text{GaN}) \cdot (1-x) + a_0(\text{InN}) \cdot x \\ &= 0,319 \cdot (1-x) + 0,355 \cdot x \end{aligned} \quad (1.27)$$

Die statische dielektrische Permittivität von  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ergibt sich aus der folgenden Gleichung (1.28) [97] mit

$$\varepsilon_r(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = \frac{\varepsilon_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}}{\varepsilon_0} = 10,4 + 4,9x \quad (1.28)$$

In der folgenden Abbildung 1.9 ist die mit Hilfe der Gleichungen (1.24) bis (1.28) berechnete durch die piezoelektrische Polarisation verursachte elektrische Feldstärke  $E_{\text{Piezo}}$  im verspannten  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -QW aufgetragen über die In-Konzentration  $x$ . Die dargestellten Kurven resultieren hierbei aus den unterschiedlichen Werten für die elastischen Konstanten  $c_{13}$ ,  $c_{33}$  und der piezoelektrischen Koeffizienten  $e_{31}$ ,  $e_{33}$  aus Tabelle 1.6. Da nach [97] mehrere Werte angegeben werden, sind hier berechnete Kurven mit dem jeweils minimalen ([97] (min)) und maximalen Wert ([97] (max)) dargestellt.

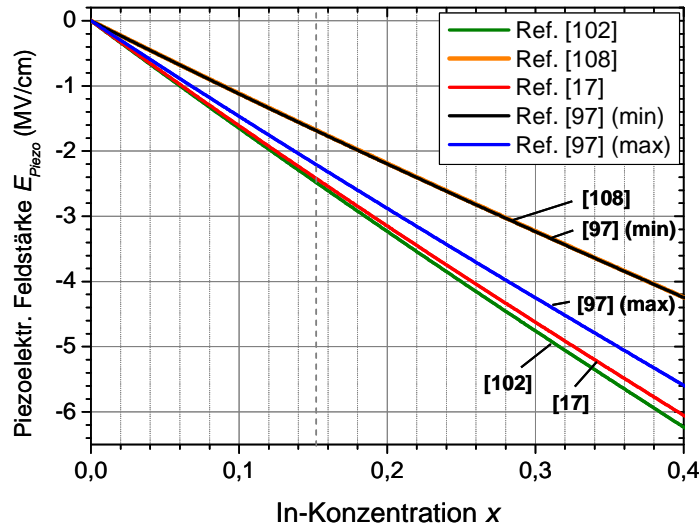


Abbildung 1.9: Piezoelektrische Feldstärke  $E_{\text{Piezo}}$  innerhalb eines verspannten und polaren  $c$ -plane- $\text{InGaN}/\text{GaN}$ -QW in  $[0001]$ -Richtung für verschiedene In-Konzentrationen  $x$ .

Wie der Abbildung entnommen werden kann, nimmt die piezoelektrische Feldstärke  $E_{\text{Piezo}}$  im  $\text{InGaN}$ -QW mit steigendem In-Gehalt auf bis zu  $-6,2 \text{ MV/cm}$  bei  $x = 0,4$  zu. Dabei variiert  $E_{\text{Piezo}}$  in Abhängigkeit der angenommenen Werte aus Tabelle 1.6 bei  $x = 0,4$  um bis zu  $2 \text{ MV/cm}$ . Dennoch passen die Werte insbesondere für kleine In-Gehalte ( $x < 0,2$ ) gut zu Feldstärken, welche für  $\text{InGaN}/\text{GaN}$ -MQWs berichtet werden. So werden z.B. für eine blau emittierende ( $\lambda = 450 \text{ nm}$ )  $\text{In}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}/\text{GaN}$ -LED mit 3-fach-MQW ( $d_{\text{QW}} = 4 \text{ nm}$ ,  $d_{\text{Barriere}} = 8 \text{ nm}$ ) piezoelektrische Feldstärken von  $-2,12 \text{ MV/cm}$  bis  $-1,81 \text{ MV/cm}$  berichtet [130]. In Ergänzung sind für  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ -LED-Heterostrukturen Feldstärken von z.B.  $1,7 \text{ MV/cm}$  [131],  $1,74 \text{ MV/cm}$  [99] oder  $2,1 \text{ MV/cm}$  [132] ermittelt worden.

Das negative Vorzeichen der Feldstärke zeigt, dass das piezoelektrische Feld  $E_{\text{Piezo}}$  innerhalb eines  $c$ -plane gewachsenen QW der Wachstumsrichtung  $[0001]$

entgegengerichtet ist und zum Substrat zeigt [99], [133]. Der Vektor der Polarisation ist entsprechend in [0001]-Richtung ausgerichtet. Quantitativ ergibt sich die piezoelektrische Polarisation in der InGaN-Schicht aus der Piezofeldstärke gemäß Gleichung (1.24) mit  $P_{Piezo} = -E_{Piezo}\epsilon_0\epsilon_r$ . In der folgenden Abbildung 1.10 ist die analog zur Feldstärke aus Abbildung 1.9 berechnete Polarisation für die verschiedenen Werte aus Tabelle 1.6 dargestellt. In der Abbildung ist eine zusätzliche Kurve mit der dazu gehörigen Formel eingezeichnet, welche nach [97] zur Berechnung des Betrags der piezoelektrischen Polarisation  $P_{Piezo}(In_xGa_{1-x}N)$  in Abhängigkeit der Komposition  $x$  angegeben wird.

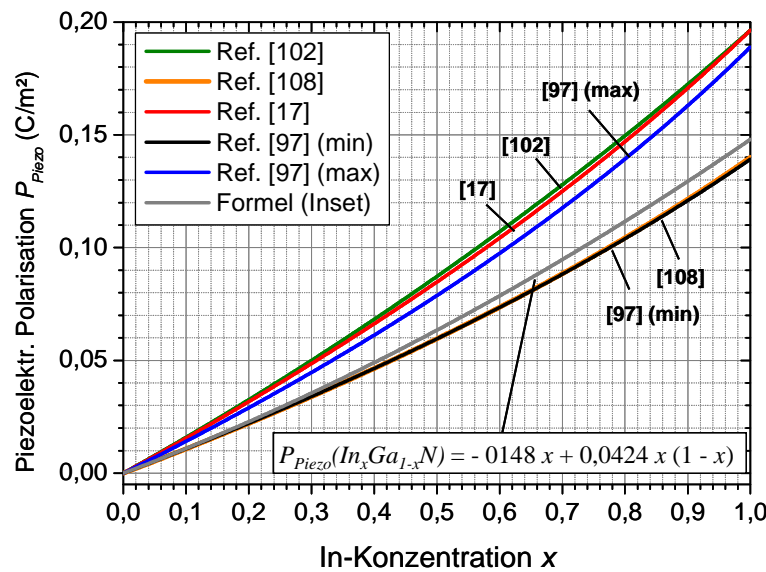


Abbildung 1.10: Piezoelektrische Polarisation für eine verspannte InGaN/GaN-Hetero-Struktur und verschiedenen Literaturwerten für die piezoelektrischen Koeffizienten und elastischen Konstanten. Zusätzlich ist eine Kurve mit der zugehörigen Formel im Inset für eine verspannte InGaN-Schicht aus [97] dargestellt.

Für variierenden In-Gehalt  $x$  ändert sich die die piezoelektrische Polarisation der InGaN/GaN-Heterostruktur im Vergleich zur spontanen Polarisation (siehe Abbildung 1.8) um mehr als 1 Größenordnung deutlich stärker. Analog zur piezoelektrischen Feldstärke variiert auch hier die Polarisation insbesondere für große In-Gehalte entsprechend zu den benutzten Werten aus der Literatur.

### 1.2.1.3 Polarisation in einer $In_{0,15}Ga_{0,85}N$ /GaN-Heterostruktur

Für eine blau-emittierende InGaN/GaN-Heterostruktur mit  $x = 0,15$  ergäbe sich nach Abbildung 1.10 eine piezoelektrische Polarisation von  $P_{Piezo} \approx 0,02 \pm 0,005$  C/m². Diese ist im Vergleich zur spontanen Polarisation mit  $P_{sp} = 0,004$  C/m² bei nichtlinearer Approximation unter Berücksichtigung des Bowing-Parameters (vergl. Erläuterung zu Abbildung 1.8) um einen Faktor 5 höher. Auf Basis der Gleichung (1.13) kann die totale

Polarisation  $P_{total}$  einer  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostruktur somit wie folgt beschrieben werden.

$$P_{total} = 20\% \cdot P_{sp} + 80\% \cdot P_{piezo}(\epsilon) \quad (1.29)$$

Entsprechende Relationen gelten für die polarisationsbedingten elektrischen Felder. Das elektrische Feld der spontanen Polarisation lässt sich dabei mit  $E_{sp} = -P_{sp}/\epsilon_0\epsilon_r(\text{InGaN})$  berechnen, so dass für das gesamte interne Feld gilt:

$$E_{int} = 20\% \cdot E_{sp} + 80\% \cdot E_{piezo}(\epsilon) \quad (1.30)$$

Die in einem verspannten  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$ -QW auftretende elektrische Feldstärke  $E_{int}$  wird somit zu 80% von der piezoelektrischen Polarisation bestimmt, während die spontane Polarisation einen 20%-igen Einfluss auf die gesamte Feldstärke hat. In der folgenden Abbildung 1.11 ist exemplarisch der schematische Aufbau sowie der vereinfachte Bandverlauf einer  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostruktur über den Ort zu sehen [99]. Hier sind entsprechend die Vektoren der Polarisation  $P_{sp}$  und  $P_{piezo}$  sowie der Vektor des resultierenden internen elektrischen Feldes  $E_{int}$  im QW eingezeichnet. Die linke Seite zeigt eine polare  $c$ -plane gewachsene Heterostruktur im Vergleich zu einer unpolaren Heterostruktur auf der rechten Seite (hier  $a$ -plane  $[11\bar{2}0]$ ).

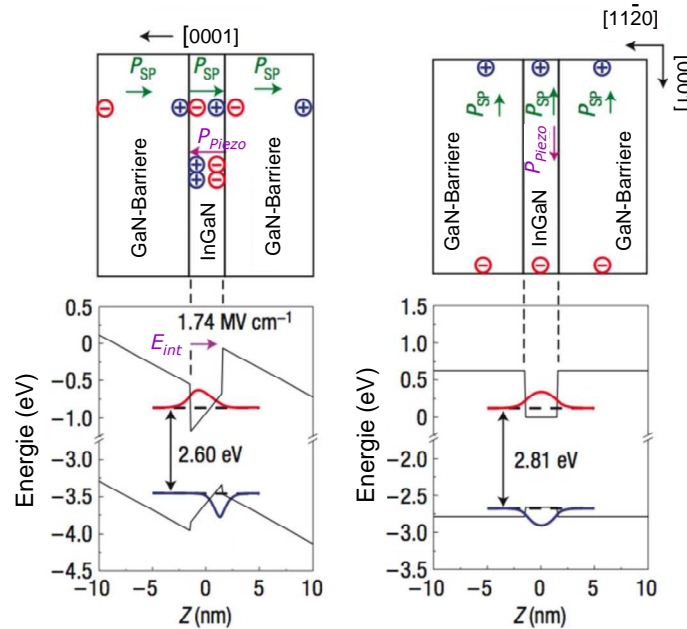


Abbildung 1.11: Schematischer Aufbau und vereinfachte Energieband-Struktur einer  $\text{InGaN}/\text{GaN}$ -Heterostruktur über den Ort  $Z$ . Eingetragen sind die Vektoren der spontanen Polarisation, der piezoelektrischen Polarisation und der piezoelektrischen Feldstärke, sowie qualitative Ladungsträgeransammlungen von Löchern (+) und Elektronen (-) an den Grenzflächen. Links: Polare  $c$ -plane-Struktur, Rechts: unpolare  $a$ -plane-Struktur. Die Abbildung ist aus [99] entnommen und die Beschriftung teilweise modifiziert.

Im Fall der *c-plane* gewachsenen Struktur (links) ist gut zu erkennen, dass die interne Feldstärke das Energieband im InGaN-QW so verbiegt, dass in den QW injizierte Ladungsträger örtlich separiert werden. Dabei würden Elektronen in  $[0001]$ -Richtung und Löcher in  $[000\bar{1}]$ -Richtung sich an den Grenzflächen ansammeln, so dass die Wellenfunktionen, wie eingezeichnet, jeweils in das Barrierenmaterial (hier GaN) und die Bandlücke hineinragen. Im Falle der unpolaren Struktur sind die Bänder im QW nicht durch Polarisierungseffekte verbogen, so dass die Wellenfunktionen der Ladungsträger im Flachbandfall hier örtlich übereinander liegen.

### 1.2.2 Der Quantum-Confined-Stark-Effekt

In der Abbildung 1.11 ist mit dem energetischen Abstand zwischen den Energiebändern ein weiterer Effekt der polarisationsbedingten Bandverbiegung zu sehen. So unterscheidet sich der Bandabstand zwischen der polaren und unpolaren Struktur mit 2,60 eV und 2,81 eV. Dieser Effekt wird allgemein auf den QCSE (*Quantum-Confined-Stark-Effekt*) [17], [18], [19] zurückgeführt, welcher in diesem Abschnitt kurz erläutert wird. Die folgende Abbildung 1.12 aus [17] zeigt die Bandstruktur eines einzelnen Potentialtopfes oder QWs ohne (links) und mit (rechts) elektrischem Feld.

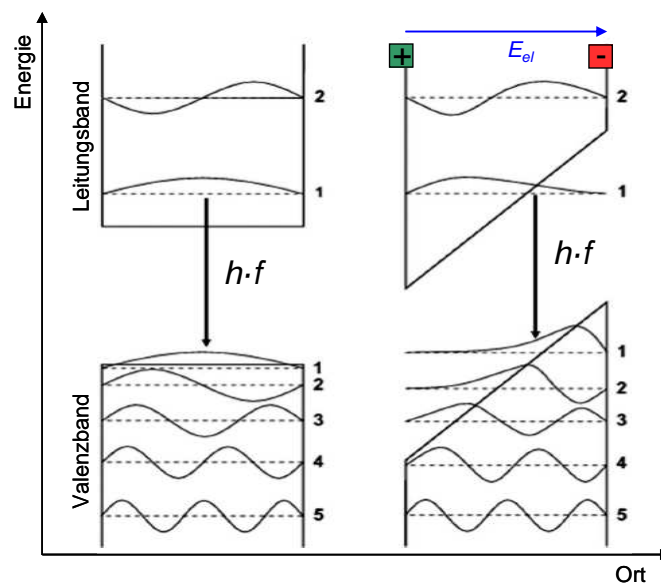


Abbildung 1.12: Vereinfachte Energiebandstruktur eines einzelnen Potentialtopfes oder Quantum-Well ohne (links) und mit (rechts) elektrischem Feld  $E_{el}$ . Zusätzlich sind diskrete Energieniveaus und Wellenfunktionen eingezeichnet. [17]

Ohne ein elektrisches Feld sind die Wellenfunktionen im Potentialtopf örtlich übereinander angeordnet. Ein elektrisches Feld  $E_{el}$  senkrecht zum Potentialtopf oder QW aufgrund von z.B. polarisationsbedingt angesammelten Ladungen an den Grenzflächen verbiegt die Bänder. Aufgrund dessen ragen die Wellenfunktionen in die Bandlücke, so dass die Ladungsträger eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb der

Bandlücke besitzen. Bei Rekombination von Ladungsträgern können somit Emissionsenergien  $E_{ph} = h \cdot f$  entstehen, die kleiner als die Bandlückenenergie  $E_g$  sind.

Quantitativ lässt sich die Energie  $E_{ph}$ , welche bei Rekombination von Ladungsträgern aus dem Grundzustand eines Quantum Well mit der Dicke  $d_{QW}$  und internem Feld  $E_{int}$  frei wird, nach folgendem Zusammenhang abschätzen [72].

$$E_{ph} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} = E_g + E_e + E_h - q \cdot d_{QW} \cdot E_{int} \quad (1.31)$$

Dabei entspricht  $q$  der Elementarladung ( $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  C),  $c$  der Lichtgeschwindigkeit ( $c = 2,9979 \cdot 10^8$  m/s) und  $E_e$  bzw.  $E_h$  der jeweiligen Quantisierungsenergie der Elektronen bzw. Löcher im QW [134] mit

$$E_{e,h} = \left( \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{e,h}} \right)^{1/3} \left( \frac{9\pi \cdot e \cdot E_{int}}{8} \right)^{2/3} \quad (1.32)$$

mit  $m_e$  Effektive Masse der Elektronen ( $m_e \approx 0,25m_0$ )

$m_h$  Effektive Masse der Löcher ( $m_h \approx m_0$ )

$m_0$   $9,109 \cdot 10^{-31}$  kg

Eingesetzt ergibt sich für die Rekombinationsenergie von Ladungsträgern aus dem Grundzustand des QW somit analog zu [135], [136]

$$E_{ph} = E_g + \left( \frac{9\pi \cdot \hbar \cdot e \cdot E_{int}}{8\sqrt{2}} \right)^{2/3} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right)^{1/3} - q \cdot d_{QW} \cdot E_{int} \quad (1.33)$$

### 1.2.3 Beeinflussung und Analyse interner elektrischer Polarisationsfelder

Das polarisationsbedingte interne Feld innerhalb eines QW lässt sich durch Injektion von Ladungsträgern abschirmen. Quantitativ lässt sich dies durch den folgenden Zusammenhang ausdrücken [134].

$$E_{int}(n) = E_{int}(0) - \frac{n \cdot e \cdot d_{QW}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.34)$$

$E_{int}(n)$  entspricht hier der internen Feldstärke in Abhängigkeit der injizierten Ladungsträgerkonzentration  $n$ , während  $E_{int}(0)$  die native Feldstärke ohne injizierte

Ladungsträger ( $n \rightarrow 0$ ) darstellt.  $d_{QW}$  entspricht der Dicke des QW. Dabei lässt sich die Abschirmung des Feldes sowohl über elektrisch als auch über optisch injizierte Ladungsträger realisieren. Nach Gleichung (1.33) geht ein internes Feld mit sinkender Feldstärke einher mit einer Steigerung der Rekombinationsenergie. Somit stehen die Abschirmung bzw. die injizierte Ladungsträgerkonzentration  $n$  in direktem Zusammenhang zur Rekombinationsenergie und dem internen Feld. Darüber hinaus kann für große Temperaturen und Ladungsträgerdichten der Effekt der sog. *Bandlücken-Renormalisierung* bei der Änderung der Rekombinationsenergie  $E_{ph}$  berücksichtigt werden, welcher sich wie folgt ausdrücken lässt [134].

$$E_g(n) = E_g(0) - \gamma \cdot n^{1/3} \quad (1.35)$$

Für den Parameter  $\gamma$  wird in der zitierten Veröffentlichung für einen InGa<sub>0.15</sub>N/GaN-MQW ein Wert von  $2 \cdot 10^{-8}$  eVcm angegeben. Der Effekt der Bandlücken-Renormalisierung macht sich bemerkbar, wenn die Ladungsträgerdichte im Bereich oder oberhalb des inversen Exziton-Volumens liegt mit  $n \sim a_B^{-3}$ . Der *Bohrsche Radius des Exzitons*  $a_B$  ist wie folgt definiert [137].

$$a_B = \frac{4\pi\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_r}{e^2} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) \quad (1.36)$$

Im Rahmen des Effektes wird die Bandkantenenergie reduziert, so dass die ursprüngliche Bandlückenenergie  $E_g(0)$  (für  $n \ll a_B^{-3}$ ) um einen Faktor  $\gamma \cdot n^{1/3}$  sinkt.

Die folgende Abbildung 1.13 zeigt exemplarisch die energetische Verschiebung der Photolumineszenz in Abhängigkeit der optischen Anregungsleistung für einen In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N/GaN-6-fach-MQW ( $d_{QW} = 4$  nm,  $d_{Barriere} = 6$  nm) [134]. Als Referenz ist die gleiche Messreihe an einem In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N-Kristall dargestellt.

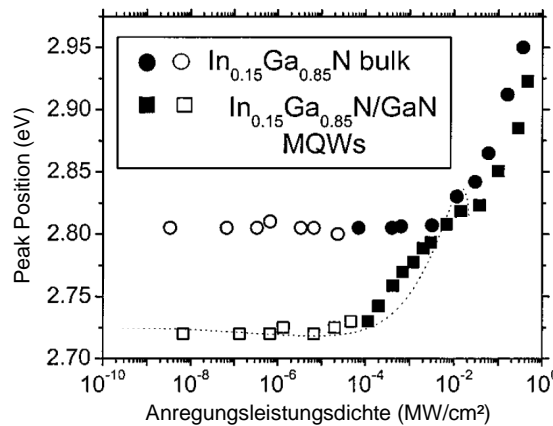


Abbildung 1.13: Peak-Energie der Photolumineszenz eines verspannten In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N/GaN-MQW und eines In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N-Bulk (Volumen)-Kristalls, aufgetragen über die optische Leistungsdichte eines Lasers. [134]



Im Vergleich zur Referenz ist die PL des verspannten MQW im Bereich niedriger Leistungsdichten ( $<10^{-4}$  MW/cm<sup>2</sup>) niederenergetischer. Dieser Effekt lässt sich hier auf den QCSE-Effekt zurückführen, welcher im Bereich starker Bandverbiegungen eine niederenergetische Rekombination unterhalb der Bandlücke erlaubt. Für höhere Dichten im Bereich  $10^{-4}$  bis ca.  $10^{-2}$  MW/cm<sup>2</sup> ist beim MQW eine Blau-Verschiebung mit steigender Leistung zu sehen, welche beim InGaN-*Bulk* (Volumen)-Kristall nicht beobachtet wird. Somit wird dieser Effekt hier auf die kontinuierlich zunehmende Abschirmung des internen Feldes zurückgeführt. Dabei bewirkt die steigende injizierte Ladungsträgerdichte mit der Abschirmung der internen Felder eine Verringerung des QCSE und somit eine Erhöhung der Rekombinationsenergie. Die Dichte injizierter Ladungsträger kann dabei über die Absorption des Lasers entsprechend abgeschätzt werden. Im gezeigten Beispiel wird die Ladungsträgerdichte  $n$  [cm<sup>-3</sup>] über die strahlende Rekombinationsrate  $Bn^2$  anhand der folgenden Gleichung berechnet [134].

$$n = \sqrt{\frac{\alpha(E_{Laser}) \cdot \lambda_{Laser} \cdot P_{Laser}}{B \cdot h \cdot c}} \quad (1.37)$$

Dabei entspricht  $\alpha$  dem energieabhängigen Absorptionskoeffizienten [1/cm],  $\lambda_{Laser}$  der Anregungswellenlänge durch den Laser,  $P_{Laser}$  der Anregungsleistungsdichte,  $h$  dem Planck'schen Wirkungsquantum,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit und  $B$  dem strahlenden Rekombinationskoeffizienten [cm<sup>3</sup>/s]. In der Veröffentlichung wird eine vollständige Abschirmung der internen Felder bei ca. 30 kW/cm<sup>2</sup> angenommen, bei welcher eine Ladungsträgerdichte von ca.  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup> vorliegt. Auf Basis dessen wird das interne elektrische Feld auf einen Wert von 1,87 MV/cm bestimmt.

Neben einer optischen Injektion lassen sich interne Felder analog auch durch elektrisch injizierte Ladungsträger abschirmen, wie anhand von Elektrolumineszenz (EL)-Messungen nachgewiesen werden kann [49]. Darüber hinaus lassen sich interne Felder  $E_{int}$  durch eine externe Spannung bzw. ein äußeres elektrisches Feld  $E_{ext}$  abschirmen oder beeinflussen, wie z.B. über eine Diffusionsspannung eines  $pn$ -Übergangs. Dabei können die internen Felder je nach Orientierung durch das äußere Feld des Übergangs  $E_{pn}$  entweder verstärkt oder abgeschwächt werden [133], [136], [138] mit

$$\vec{E}_{int} = \vec{E}_{Piezo} + \vec{E}_{pn} \quad (1.38)$$

Entgegengerichtete Felder  $E_{Piezo}$  und  $E_{pn}$  können sich somit kompensieren [132], [139]. In der folgenden Abbildung 1.14 ist der Abschirmungseffekt für zwei Beispiele gezeigt, bei welchen die internen Felder durch eine negative entgegengerichtete äußere Spannung abgeschwächt (a) und mittels einer positiven Spannung verstärkt (b) werden [132], [133], [136].

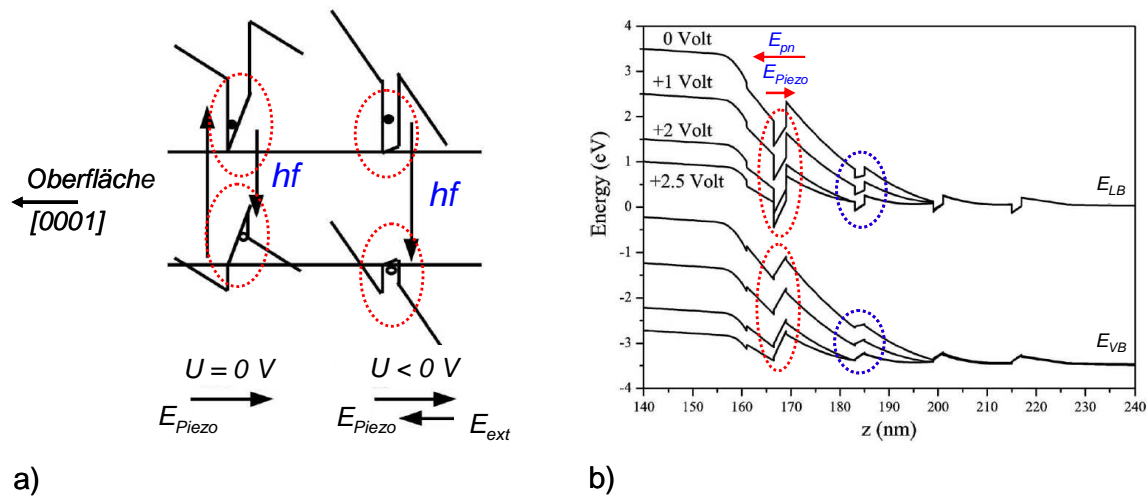


Abbildung 1.14: a) Vereinfachtes Bändermodell eines polaren InGaN/GaN-QWs ( $x \approx 0,25$ ) ohne und mit angelegter negativer Spannung  $U$ . Eingezeichnet ist zusätzlich der Rekombinationspfad mit unterschiedlicher Energie  $hf$  entsprechend der Pfeillänge [133]. b) Simulierte Bandstruktur einer  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -Heterostruktur mit  $x = 0,15$  (rot) und  $x = 0,05$  (blau) bei unterschiedlicher äußerer Spannung von 0 bis +2,5 V [136].

In beiden Fällen führt ein stärkeres Diffusionsfeld zu einer Abschwächung des internen Feldes, wenn diese antiparallel ausgerichtet sind. Dies hat wiederum eine Verschiebung der Rekombinationsenergie bzw. des Emissionsspektrums gemäß Gleichung (1.33) zur Folge.

Neben energetischer Verschiebungen variiert darüber hinaus mit einer Abschirmung interner Felder auch die Ladungsträgerlebensdauer [140], [141]. Dabei führt ein erhöhter örtlicher Überlapp zu einer kürzeren Lebensdauer, während eine Ladungsträgerseparation aufgrund starker interner Felder zu einer steigenden Lebensdauer führt. So wird für *c-plane* III-N-LEDs eine Verkürzung der Lebensdauer für erhöhte Ströme bzw. Ladungsträgerdichten im QW [142] erreicht. Darüber hinaus kann ebenfalls eine steigende negative äußere Spannung bzw. ein äußeres Feld zu einer Abschirmung der internen Felder und zu einer Lebensdauerverkürzung führen [138]. Die folgende Abbildung 1.15 zeigt zur Veranschaulichung des dynamischen Effektes exemplarisch die Variation der Lebensdauer von verschiedenen III-N-MQW-Strukturen mit variierender Anregungsleistung bzw. injizierter Ladungsträgerkonzentration [49], [140].

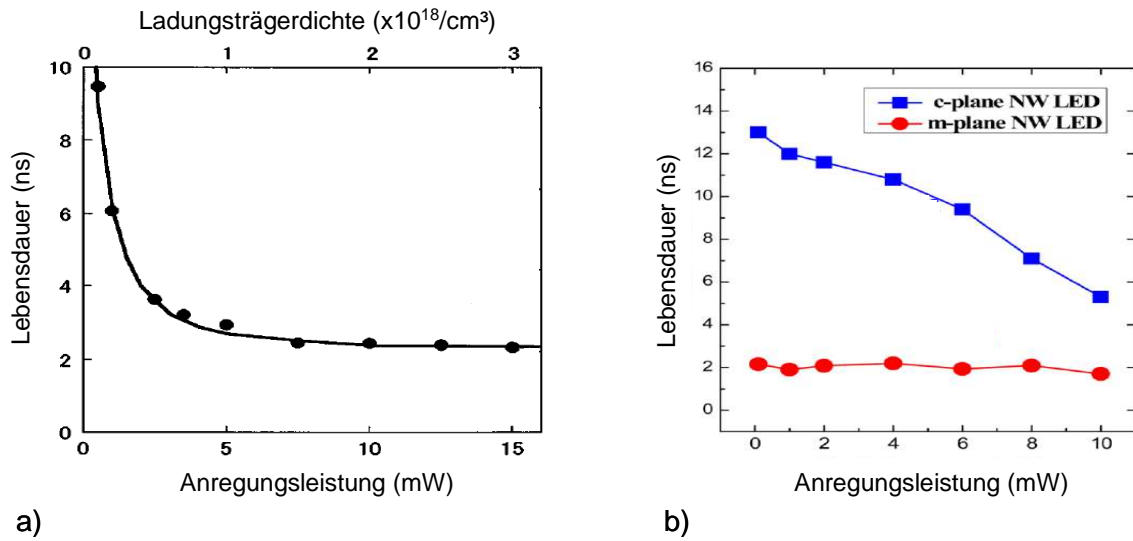


Abbildung 1.15: a) Ladungsträgerlebensdauer in Abhängigkeit der optischen Anregungsleistung für eine a) *c-plane* III-N-MQW-Schichtstruktur aus  $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}/\text{In}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$  bei  $T = 10\text{ K}$  und  $384\text{ nm}$  Anregungswellenlänge [140]. b) Ladungsträgerlebensdauer in Abhängigkeit der optischen Anregungsleistung für eine *c-* und *m-plane* InGaN/GaN-Nanodraht-MQW-Struktur bei Raumtemperatur und  $290\text{ nm}$  Anregungswellenlänge [49].

Wie der Abbildung 1.15 entnommen werden kann, sinkt die Lebensdauer von Ladungsträgern in einem polaren *c-plane* MQW mit steigender Anregungsleistung bzw. Ladungsträgerkonzentration. Der Lebensdauervergleich zwischen einer polaren (*c-plane*) und unpolaren (*m-plane*) MQW-Struktur in Abbildung 1.15b verdeutlicht das Ausbleiben interner Felder in unpolaren MQW-Strukturen. So bleibt die Lebensdauer nahezu unabhängig von der Anregungsleistung bzw. der Ladungsträgerdichte, während die Abschirmung der internen Felder in der *c-plane* MQW-LED zur deutlichen Verkürzung der Lebensdauer führt. Analog zum hier gezeigten Vergleich zwischen Nanodraht-LED-Strukturen zeigen auch *c-* und *m-plane* gewachsene LED-Schichtstrukturen neben energetischer Verschiebungen einen Unterschied in der Lebensdauer. So wird GaN/AlGaIn-MQW-Strukturen bei einer Temperatur von  $5\text{ K}$  eine Lebensdauer von  $\tau_{c-plane} = 5,8\text{ ns}$  für einen *c-plane* gewachsenen MQW berichtet, welche gegenüber einer gemessenen Lebensdauer von  $\tau_{m-plane} = 450\text{ ps}$  für den unpolaren *m-plane* MQW deutlich erhöht ist [76].

### 1.3 Rekombination und Ladungsträgerdynamik in Halbleitern

Aufgrund der in dieser Arbeit angewandten Messmethode der zeitaufgelösten Photolumineszenzspektroskopie soll im Folgenden die Ladungsträgerdynamik und Rekombination im nicht stationären Fall beschrieben werden. Diese bildet die Grundlage für das Verständnis zeit- und ladungsträgerkonzentrationsabhängiger Messungen von nichtstrahlenden und strahlenden Rekombinationsprozessen. Ausgehend von den Kontinuitätsgleichungen werden dabei die typischen

Rekombinationsprozesse anhand der Ratengleichung beschrieben und ein Zusammenhang zur Ladungsträgerlebensdauer hergestellt.

### 1.3.1 Kontinuitätsgleichungen

Dynamisch betrachtet ist die lokale Ladungsträgerkonzentration in Halbleitern abhängig vom Ort und der Zeit. Dabei lässt sich die Konzentration über die Generationsrate der Elektronen und Löcher  $G_{n,p}$ , der Rekombinationsrate  $R_{n,p}$  und dem Ladungsträgerfluss bzw. der Stromdichte  $J_{n,p}$  beschreiben. Diese dynamische Abhängigkeit wird in den Kontinuitätsgleichungen gemäß (1.39) und (1.40) zusammengefasst, anhand derer sich die örtlich und zeitlich abhängige Ladungsträgerkonzentration sowohl für Elektronen der Dichte  $n$  als auch für Löcher der Dichte  $p$  berechnen lässt [143].

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad (1.40)$$

Die Generationsrate  $G_{n,p}$  repräsentiert die Zunahme der Ladungsträgerkonzentration pro Volumen und Zeiteinheit, während die Rekombinationsrate  $R_{n,p}$  die Abnahme der Ladungsträgerkonzentration pro Volumen und Zeiteinheit definiert [144]. Der Ladungsträgertransport setzt sich aus feldinduzierter Stromdichte  $J_{Feld}$  und Diffusionsstromdichte  $J_{Diff}$  zusammen, so dass die Stromdichte für Elektronen  $n$  und Löcher  $p$  wie folgt beschrieben werden kann.

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{n,Feld} + \vec{J}_{n,Diff} = q \cdot \mu_n \left( n \cdot \vec{E}_{el} + \frac{k_B T}{q} \operatorname{grad} n \right) \quad (1.41)$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{p,Feld} + \vec{J}_{p,Diff} = q \cdot \mu_p \left( p \cdot \vec{E}_{el} - \frac{k_B T}{q} \operatorname{grad} p \right) \quad (1.42)$$

mit	$\mu_{n,p}$	Ladungsträgermobilität der Elektronen, Löcher
	$\vec{E}_{el}$	Vektorielle elektrische Feldstärke
	$k_B$	Boltzmannkonstante = $8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K
	$T$	Temperatur

Mittels der *Einstein*-Gleichung, welche einen Zusammenhang zwischen der Mobilität und der materialspezifischen Diffusionskonstante  $D$  herstellt,

$$\mu = \frac{q}{k_B T} D \quad (1.43)$$

können die Gleichungen für den diffusions- und feldgetriebenen Ladungsträgertransport auch wie folgt aufgestellt werden.

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{n,Feld} + \vec{J}_{n,Diff} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \text{grad } n \quad (1.44)$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{p,Feld} + \vec{J}_{p,Diff} = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \text{grad } p \quad (1.45)$$

### 1.3.2 Rekombinationsrate und -koeffizienten

Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Konzentration von Ladungsträgern konstant.

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1.46)$$

mit  $n_0$  Elektronenkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht  
 $p_0$  Löcherkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht

$n_i$  entspricht hierbei der Ladungsträgerkonzentration im intrinsischen Halbleiter. Werden entweder elektrisch oder optisch durch Absorption zusätzliche Ladungsträger in einen Halbleiter injiziert, erhöht sich die Ladungsträgerkonzentration durch die zusätzlichen Elektronen  $\Delta n$  und Löcher  $\Delta p$  zu

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ p &= p_0 + \Delta p \end{aligned} \quad (1.47)$$

Gemäß den Kontinuitätsgleichungen gehen diese neben etwaigen Stromflüssen durch Rekombinationsprozesse mit einer definierten Rekombinationsrate  $R$  verloren. Unter Einhaltung der Energie- und Impulserhaltung gemäß den Gleichungen (1.5) und (1.6) wird bei der Rekombination Energie entweder strahlend oder nichtstrahlend frei. Die Wahrscheinlichkeit für strahlende oder nichtstrahlende Rekombination steht dabei in direkter Abhängigkeit zur Ladungsträgerkonzentration. Diese Gesetzmäßigkeit wird durch die Ratengleichung in Gleichung (1.48) beschrieben, welche mit  $\Delta n = \Delta p$  bei optischer Anregung unter gewissen Näherungen (siehe folgende Abschnitte) wie folgt aufgestellt werden kann.

$$R = A\Delta n + B\Delta n^2 + C\Delta n^3 \quad (1.48)$$

Über den Zusammenhang der Rekombinationskoeffizienten  $A$ ,  $B$  und  $C$  für nichtstrahlende und strahlende Rekombination mit der Ladungsträgerdichte  $n$  und  $p$  spiegelt die Gleichung den ladungsträgerdichteabhängigen Anteil der Rekombinationsprozesse wieder. Die Rekombinationskoeffizienten für defektverursachte nichtstrahlende SRH (*Shockley-Read-Hall*)-Rekombination ( $A$ ), die strahlende Rekombination ( $B$ ) und die nichtstrahlende Auger-Rekombination ( $C$ ) sind dabei materialspezifisch. Für blau-emittierende LEDs bzw.  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ -MQW-Strukturen werden Koeffizienten folgender Größenordnung angegeben.

Tabelle 1.7: Rekombinationskoeffizienten für einen blau-emittierenden  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}/\text{GaN}$ -MQW

SRH-Rekombinationskoeffizient	$A \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$10^7$ [11], [145], [146]
Stahlender Rekombinationskoeffizient	$B \text{ [cm}^3\text{s}^{-1}\text{]}$	$10^{-11}$ [11], [145], [146]
Auger-Rekombinationskoeffizient	$C \text{ [cm}^6\text{s}^{-1}\text{]}$	$10^{-30}$ [145], [146]
		$10^{-31}$ [147]
		$10^{-34}$ [11]

Die SRH-Rekombinationsrate  $R_{SRH}$  ( $= A\Delta n$ ) ist somit nach Gleichung (1.48) ein Prozess 1. Ordnung, so dass diese Rekombination insbesondere für kleine Ladungsträgerdichten  $\Delta n$  einen spürbaren Anteil an der gesamten Rekombinationsrate  $R$  besitzt. Für steigende Ladungsträgerdichten bestimmt zunächst der Prozess 2. Ordnung, die strahlende Rekombination  $R_{str}$  ( $= B\Delta n^2$ ) die Rekombinationsrate, bevor für hohe Ladungsträgerdichten die Auger-Rekombination mit der Rate  $R_{Auger}$  ( $= C\Delta n^3$ ) den dominierenden Prozess darstellt. Gemäß der Zuordnung kann die Ratengleichung auch wie folgt geschrieben werden.

$$R = R_{SRH} + R_{str} + R_{Auger} \quad (1.49)$$

### 1.3.3 Shockley-Read-Hall-Rekombination

Die Shockley-Read-Hall- bzw. SRH-Rekombination entspricht einer nichtstrahlenden Rekombination über Defektzustände [23]. Diese Zustände sind energetisch innerhalb der Bandlücke eines Halbleiters lokalisiert und werden verursacht durch kristalline Defekte oder Verunreinigungen bzw. Fremdatome. Bei dieser Rekombination können sowohl Elektronen aus dem Leitungsband als auch Löcher aus dem Valenzband vom Defekt-Zustand eingefangen oder emittiert werden, während die freiwerdende Energie in Form eines Phonons, das heißt einer Gitterschwingung an den Kristall abgegeben

wird. Die folgende Abbildung 1.16 veranschaulicht das Prinzip anhand eines vereinfachten Bändermodells.

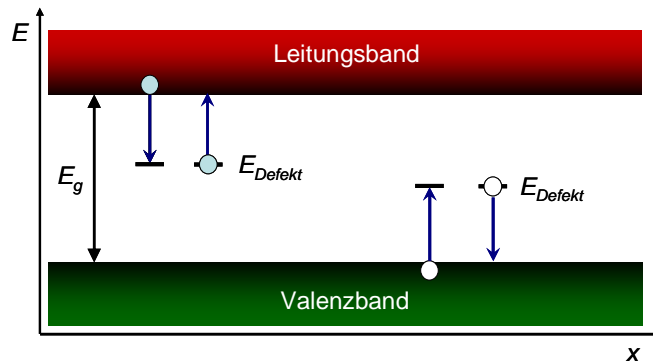


Abbildung 1.16: Vereinfachtes Bändermodell eines Halbleiters mit einer Bandlücke  $E_g$  zur Veranschaulichung der SRH-Rekombination über einen Defekt-Zustand innerhalb der Bandlücke bei einer Energie  $E_{\text{Defekt}}$ . Eingezeichnet ist sowohl die Absorption als auch die Emission eines Elektrons bzw. Lochs in oder aus einem Defekt-Zustand.

Die mit der SRH-Rekombination verbundene Rekombinationsrate steht in direkter Abhängigkeit zum Material des Halbleiters und den Defektzuständen und lässt sich über die Fermiverteilung, die Fermi-Energie und die Einfang- bzw. Emissionsrate eines Elektrons bzw. Lochs aus / in einem Defekt-Zustand ermitteln [23]. Dabei ergibt sich eine SRH-Rekombinationsrate  $R_{\text{SRH}}$ , die von der Konzentration und der Lebensdauer der Ladungsträger abhängig ist.

$$R_{\text{SRH}} = \frac{n \cdot p - n_0 \cdot p_0}{\tau_{p0} \cdot (n + n_t) + \tau_{n0} \cdot (p + p_t)} \quad (1.50)$$

mit  $n_t, p_t$  Konzentration der Elektronen bzw. Löcher im Defekt-Zustand

Die Lebensdauer der Elektronen  $\tau_{n0}$  und Löcher  $\tau_{p0}$  kann dabei über die folgenden Ausdrücke beschrieben werden.

$$\begin{aligned} \tau_{n0} &= (\sigma_n \cdot v_{th,e} \cdot N_t)^{-1} \\ \tau_{p0} &= (\sigma_p \cdot v_{th,h} \cdot N_t)^{-1} \end{aligned} \quad (1.51)$$

mit  $\sigma_n, \sigma_p$  Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher für einen Defekt-Zustand der Ausdehnung  $a_0$  ( $\sigma \approx a_0^2$ )

$N_t$  Zahl der Defekt-Zustände

$v_{th,e}, v_{th,p}$  Thermische Geschwindigkeit des Elektrons bzw. Lochs mit  $v_{th} = \sqrt{3k_B T / m^*}$

Im Allgemeinen werden gleich viele Elektronen und Löcher erzeugt, so dass  $\Delta n = \Delta p$  gesetzt werden kann. Wird darüber hinaus der Fall geringer injizierter Ladungsträgerkonzentration angenommen, sprich  $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$ , so ergibt sich nach Einsetzen der Gleichungen (1.47) in (1.50) für die SRH-Rekombinationsrate [143]:

$$R_{SRH} = \frac{1}{\tau_{p0} \cdot \frac{n_0 + n_t}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \cdot \frac{p_0 + p_t}{n_0 + p_0}} \cdot \Delta n = A \cdot \Delta n \quad (1.52)$$

Der Ausdruck im Nenner entspricht hierbei der defektbestimmten Lebensdauer  $\tau_{trap}$ , so dass der Rekombinationskoeffizient  $A = \tau_{trap}^{-1}$  entspricht. Für einen  $n$ -dotierten Halbleiter ( $n_0 \gg p_0, n_t$ ) und einen  $p$ -dotierten Halbleiter ( $p_0 \gg n_0, p_t$ ) entspricht die defektbestimmte Lebensdauer somit der Lebensdauer der jeweiligen Minorität mit  $\tau_{trap} = \tau_{p0}$  (für  $n$ -Halbleiter) und  $\tau_{trap} = \tau_{n0}$  (für  $p$ -Halbleiter).

### 1.3.4 Strahlende Rekombination

Bei der strahlenden Rekombination von Ladungsträgern wird die Energie in Form eines Photons frei. Bei der strahlenden Band-Band-Rekombination rekombinieren Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern im Valenzband. Dabei können entweder freie Ladungsträgerpaare rekombinieren oder gebundene Ladungsträgerpaare, die sog. Exzitonen. Aufgrund der Bildungsenergie zwischen Elektron und Loch ist die Emissionsenergie von Exzitonen im Vergleich zur Bandlückenenergie eines Halbleiters leicht reduziert. Neben der Band-Band-Rekombination kann jedoch auch die Rekombination über Defekt-Zustände alternativ zur SRH-Rekombination zu einer Emission von Licht führen. So werden insbesondere bei breitbandlückigen Halbleitern, wie GaN oder ZnO, häufig Emissionen beobachtet, welche energetisch innerhalb der Bandlücke liegen und somit auf Rekombination über charakteristische Defektniveaus zurückgeführt werden können [148]. In der Regel handelt es sich hierbei um Defektzustände, welche aufgrund einer gezielten oder nativen Verunreinigung des Halbleitermaterials oder kristalliner Defekte vorhanden sind. Diese Zustände bilden bei negativer Ladung Donator-Niveaus mit der Energie  $E_D$  und bei positiver Ladung Akzeptor-Niveaus mit der Energie  $E_A$ , welche gemäß der folgenden Abbildung entsprechend in der Bandlücke lokalisiert sind. Darüber hinaus sind in dem skizzierten vereinfachten Bändermodell die beschriebenen möglichen strahlenden Rekombinationsprozesse exemplarisch dargestellt.



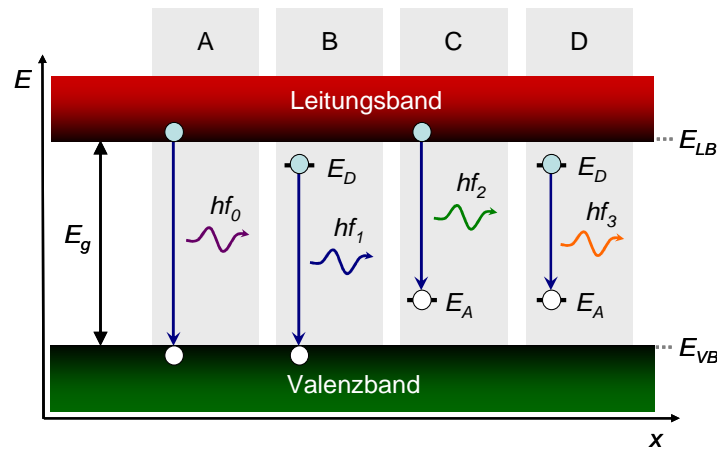


Abbildung 1.17: Vereinfachtes Bändermodell eines Halbleiters mit einer Bandlücke  $E_g$  zur Veranschaulichung der strahlenden Band-Band-Rekombination (A), Rekombination über Defektzustände, wie Donatoren (B), Akzeptoren (C) und Rekombination zwischen Donatoren und Akzeptoren (D).

Anhand der Abbildung wird deutlich, dass die Rekombinationsenergie bzw. die hieraus resultierende Photonenenergie  $hf$  des emittierten Photons in direkter Korrelation zur Bandlücke des Halbleiters ( $E_g = E_{LB} - E_{VB}$ ) bzw. der energetischen Lage des oder der beteiligten Defektzustände steht. Für die Photonenenergie der diversen Rekombinationswege (Fall A – D) gilt [143]:

$$hf_0 \approx E_g \quad (1.53)$$

$$hf_1 = E_g - (E_L - E_D) - E_{kin,h} \quad (1.54)$$

$$hf_2 = E_g - (E_A - E_V) + E_{kin,e} \quad (1.55)$$

$$hf_3 = E_g - E_D - E_A + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\epsilon_r R_{D-A}} \quad (1.56)$$

Dabei entspricht  $R_{D-A}$  der Distanz zwischen Donator und Akzeptor für ein spezifisches Paar und  $E_{kin,e}$  bzw.  $-E_{kin,h}$  der kinetischen Energie eines Elektrons bzw. Lochs.

### 1.3.4.1 Exzitonen

Ladungsträger- bzw. Elektron-Loch-Paare, die durch eine Coulomb-Wechselwirkung im Halbleiter gebunden sind, werden als *Exzitonen* bezeichnet. Bei dem sog. *Mott-Wannier-Exziton*, welches typischerweise in Halbleitern mit kovalenter Bindung auftritt, kreisen die Ladungsträger umeinander in einer Entfernung mehrerer Gitterkonstanten [149]. Das Exziton kann analog zum Bohr'schen Atommodell des Wasserstoffatoms beschrieben werden, so dass die Energie des Exzitons mehrere Energieniveaus  $E_n$  (mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) besitzt. Im Vergleich zum Wasserstoffatom liegen die Energieniveaus jedoch dichter und die Bindungsenergie ist auch im Vergleich

zur Bandlücke der Halbleiter viel geringer. Die Exzitonen-Bindungsenergie lässt sich über den folgenden Zusammenhang berechnen [90].

$$E_x^n = -\frac{\mu^*}{m_0 \cdot \epsilon_r^2} \cdot R_y \cdot \frac{1}{n^2} \quad (1.57)$$

Dabei entspricht  $\mu^*$  der reduzierten Masse des Exzitons

$$\frac{1}{\mu^*} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \quad (1.58)$$

und  $R_y$  der Rydberg-Energie

$$R_y = \frac{m_0 \cdot e^4}{2 \cdot (4\pi\epsilon_0 \hbar)^2} = 13,606 \text{ eV} \quad (1.59)$$

Für GaAs und GaN beispielsweise werden exzitronische Bindungsenergien in Höhe von  $E_x^n$  (GaAs) = 4,2 meV und  $E_x^n$  (GaN) = 25 meV angegeben [90]. Der Abstand des Elektron-Loch-Paares entspricht dem Bohrschen Radius des Exzitons  $a_B$ , welcher bereits in Gleichung (1.36) definiert ist. Neben der Bindungsenergie besitzt das Exziton eine kinetische Energie [149],

$$E_{kin} = \frac{\hbar^2 \vec{K}^2}{2(m_e + m_h)} \quad (1.60)$$

mit welcher es sich durch den Halbleiter bewegen kann [90], [143]. Dabei entspricht  $\vec{K}$  dem Wellenvektor des Exzitons. Die gesamte Energie des Exzitons lässt sich schließlich mit der folgenden Gleichung ausdrücken [90].

$$E = E_g + E_x^n + E_{kin} \quad (1.61)$$

Bei strahlender Rekombination eines Exzitons wird unter Einhaltung der Impulserhaltung mit der Bedingung  $E_{kin} = 0$  folgende Photonenenergie frei.

$$\hbar f_{ex} = E_g + E_x^n \quad (1.62)$$

### 1.3.5 Strahlende Band-Band-Rekombinationsdynamik

Analog zur nichtstrahlenden Rekombinationsrate kann auch die Rate bzw. Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination hergeleitet werden. Defektzustände innerhalb der Bandlücke gelten als Ladungsträgerfallen, so dass diese sehr effizient freie Ladungsträger aus dem Leitungsband oder Valenzband einfangen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für Rekombination über etwaig vorhandene Defektzustände innerhalb der Bandlücke sehr hoch. Allerdings ist die Rekombination über Defektzustände im Gegensatz zur Band-Band-Rekombination sehr ineffizient. Die Rekombinationsrate für die Band-Band-Rekombination lässt sich für das thermodynamische Gleichgewicht und die Fälle einer schwachen bzw. starken Zuführung zusätzlicher Ladungsträger abschätzen. Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt für die Rekombinationsrate  $R_0$  gleichermaßen wie für die Generationsrate [90]

$$R_0 = G_0 = B \cdot n_0 \cdot p_0 \quad (1.63)$$

Werden zur Konzentration von Elektronen  $n_0$  und Löchern  $p_0$  im thermodynamischen Gleichgewicht zusätzliche Ladungsträger in den Halbleiter injiziert, so gilt für die resultierende strahlende Rekombinationsrate im Nicht-Gleichgewicht [90], [143]

$$R_{str} = R - G_0 = R - R_0 = B(n \cdot p - n_0 \cdot p_0) \quad (1.64)$$

Mit Gleichung (1.47) und der Tatsache, dass bei optischer Anregung immer Elektron-Loch-Paare erzeugt werden (also  $\Delta n = \Delta p$ ), folgt aus der Gleichung (1.64)

$$R_{str} = B[(n_0 + p_0) \cdot \Delta n + \Delta n^2] \quad (1.65)$$

Für hohe Anregungsdichten ( $\Delta n \gg n_0 + p_0$ ), vereinfacht sich der Ausdruck der strahlenden Rekombinationsrate in Einklang zur Ratengleichung (1.48) zu

$$R_{str} = B\Delta n^2 \quad (1.66)$$

Im Falle einer ausschließlich strahlenden Rekombination und Vernachlässigung von Drift- oder Diffusionsströmen lässt sich die in einem Halbleiter zu einem Zeitpunkt  $t$  vorhandene Ladungsträgerkonzentration nach Störung des Systems durch optische Anregung durch Einsetzen der Gleichung (1.65) in die Kontinuitätsgleichung ausrechnen mit der folgenden Gleichung (1.67).

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -B[(n_0 + p_0) \cdot \Delta n + \Delta n^2] \quad (1.67)$$

Als Lösung des Ausdrucks ergibt sich für die zeitlich abhängige Überschussladungsträgerkonzentration  $\Delta n(t)$  [143]:

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \frac{e^{-t/\tau}}{1 + \frac{\Delta n(0)}{n_0 + p_0} \cdot [1 - e^{-t/\tau}]} \quad (1.68)$$

$\Delta n(0)$  entspricht hier der Überschussladungsträgerkonzentration durch die Anregung zum Zeitpunkt  $t = 0$  (z.B. unmittelbar nach einem im Halbleiter absorbierten Laserpuls). Die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  bei Niederanregung ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) lässt sich dabei wie folgt berechnen [90], [143].

$$\tau = \tau_{str} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)} \quad (1.69)$$

Anhand der Gleichung (1.68) wird deutlich, dass für geringe Anregungsdichten ( $\Delta n(0) \ll n_0 + p_0$ ) der Nenner in Gleichung (1.68) gegen Eins läuft und die zeitlich abhängige Ladungsträgerkonzentration bzw. der Ladungsträgerzerfall der folgenden Gesetzmäßigkeit folgt.

$$\Delta n(t) = n(0) \cdot e^{-t/\tau} \quad (1.70)$$

Im Fall einer hohen Anregungsdichte ( $\Delta n(0) \gg n_0 + p_0$ ) verkürzt sich der Ladungsträgerzerfall im Bereich kurzer Zeiten gemäß [143]

$$\Delta n(t) \propto \frac{\tau}{t} \cdot e^{-t/\tau} \quad (1.71)$$

### 1.3.6 Auger Rekombination

Bei der Auger-Rekombination (siehe folgende Abbildung 1.18) wird die bei der Rekombination eines Ladungsträgerpaares freiwerdende Energie an ein anderes Elektron im Leitungsband (Fall A in Abbildung) oder ein anderes Loch im Valenzband (Fall B in Abbildung) weitergegeben, welches somit einen höheren energetischen Zustand annimmt.

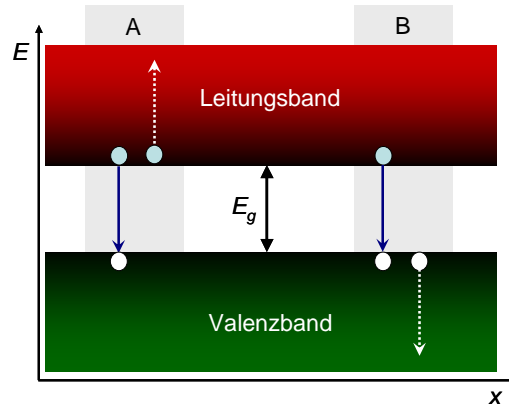


Abbildung 1.18: Vereinfachtes Bändermodell eines Halbleiters mit einer Bandlücke  $E_g$  zur Auger-Rekombination. Die blauen und weißen Punkte repräsentieren Elektronen und Löcher.

Im thermodynamischen Gleichgewicht ergibt sich die Rekombinationsrate  $R_0$  des Auger-Prozesses gemäß [90] zu

$$R_0 = G_0 = C_n \cdot n_0^2 \cdot p_0 + C_p \cdot n_0 \cdot p_0^2 \quad (1.72)$$

Dabei ist die Rekombinationsrate im thermodynamischen Gleichgewicht gleich der Generationsrate  $G_0$ . In der Gleichung sind  $C_n$  und  $C_p$  die Auger-Rekombinationskoeffizienten für Elektronen und Löcher. Werden Ladungsträgerpaare dem Halbleiter entweder elektrisch oder optisch durch Absorption hinzugefügt so gilt für die resultierende Rekombinationsrate  $R_{Auger}$ :

$$R_{Auger} = G - R_0 = (C_n \cdot n + C_p \cdot p) \cdot (n \cdot p - n_0 \cdot p_0) \quad (1.73)$$

Mit den Gleichungen (1.47) und der Annahme optischer Anregung mit  $\Delta n = \Delta p$  folgt aus Gleichung (1.73) für die Auger-Rekombinationsrate

$$R_{Auger} = C_n \left[ n_0 \cdot (n_0 + p_0) \cdot \Delta n + (2n_0 + p_0) \cdot \Delta n^2 + \Delta n^3 \right] + C_p \left[ p_0 \cdot (n_0 + p_0) \cdot \Delta n + (2p_0 + n_0) \cdot \Delta n^2 + \Delta n^3 \right] \quad (1.74)$$

Die Auger-Rekombination ist nach der Ratengleichung gemäß (1.48) insbesondere bei hohen Ladungsträgerdichten der dominierende Prozess. Bei einer hohen Injektion bzw. Generation zusätzlicher Ladungsträger mit  $\Delta n \gg n_0 + p_0$  vereinfacht sich die Gleichung zu

$$R_{Auger} = (C_n + C_p) \Delta n \quad (1.75)$$

### 1.3.7 Oberflächen-Rekombination

An der Oberfläche von Halbleitern entstehen aufgrund der aufgebrochenen kristallinen Struktur energetische Zustände innerhalb der Bandlücke. Diese Zustände bilden sehr effiziente Ladungsträgerfallen, so dass Ladungsträger zur Oberfläche fließen und dort eingefangen werden oder rekombinieren. Unter der Annahme, dass der Ladungsträgerfluss durch Diffusion hervorgerufen wird, kann eine sog. *Rekombinationsstromdichte*  $j_s$  wie folgt modelliert werden [90].

$$j_s = -e \cdot S \cdot (n_s - n_{Vol}) \quad (1.76)$$

Neben der Differenz aus der Ladungsträgerdichte an der Oberfläche  $n_s$  und Volumen  $n_{Vol}$  hängt die Stromdichte im Wesentlichen von der sog. *Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit*  $S$  ab. Die Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit reflektiert die Geschwindigkeit, mit der Ladungsträger zur Oberfläche fließen und dort durch Rekombination über Zustände innerhalb der Bandlücke verloren gehen. Bei direkten Halbleitern und Nanostrukturen mit relativ geringem Volumen im Vergleich zu *Bulk*-Strukturen trägt die Oberflächenrekombination für Werte von  $10^3 \text{ cm/s} < S < 10^7 \text{ cm/s}$  spürbar zur gesamten Rekombinationsdynamik bei, während unterhalb von  $10^3 \text{ cm/s}$  die Oberflächenrekombination vernachlässigbar ist gegenüber der Volumenrekombination [150]. GaAs hat beispielsweise eine vergleichsweise hohe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zwischen  $10^4$  und  $10^7 \text{ cm/s}$  je nach Dotierung [150], [151], so dass die Oberflächen hier eine große Rolle bei der gesamten Rekombinationsrate spielen.

Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $S$  [cm/s] lässt sich auch durch eine Oberflächenrekombinationsrate  $R_s$  [1/cm<sup>2</sup>s] definieren in Zusammenhang mit einer Überschussladungsträgerkonzentration  $\Delta n$  bzw.  $\Delta p$  [150].

$$S = \frac{R_s}{\Delta n} = \frac{R_s}{\Delta p} \quad (1.77)$$

Für  $p$ - und  $n$ -dotierte Halbleiter führen die Oberflächenzustände zu einem Oberflächenpotential  $\varphi_{s,p}$  bzw.  $\varphi_{s,n}$  und einer Verarmungszone bzw. einer Bandverbiegung an der Oberfläche, welche schematisch in der folgenden Abbildung 1.19 für einen  $p$ - und  $n$ -dotierten Halbleiter dargestellt ist. Das Niveau der Fermi-Energie  $E_F$  ist z.B. in GaAs aufgrund des sog. „*Fermi-Level-Pinning*“ an der Oberfläche nahe der Bandlückenmitte lokalisiert [67].

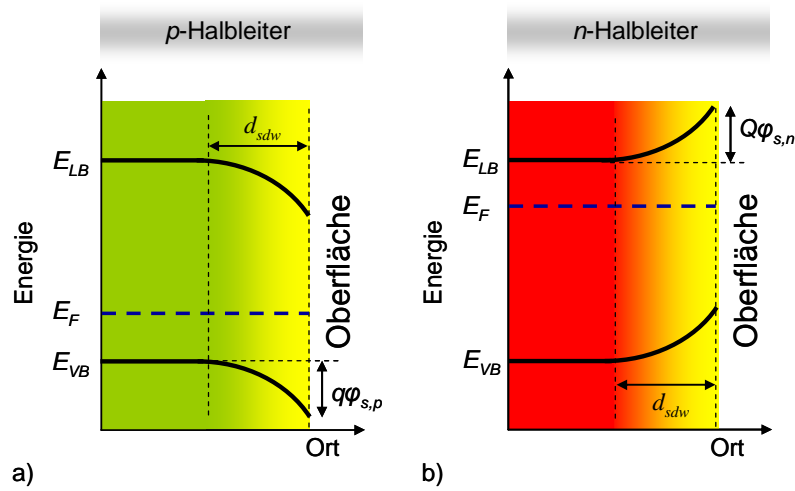


Abbildung 1.19: Vereinfachtes Bändermodell eines p-dotierten (a) und n-dotierten Halbleiters (b) im Bereich der Halbleiteroberfläche. Skizziert sind die Leitungsbandunterkante  $E_{LB}$ , die Valenzbandoberkante  $E_{VB}$  und die Fermi-Energie  $E_F$ .

Die Länge der Verarmungszone  $d_{sdw}$  lässt sich dabei in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration  $N$  ( $n$  bzw.  $p$ ) wie folgt abschätzen [144].

$$d_{sdw} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r\phi_{s,n,p}}{eN}} \quad (1.78)$$

Aus dem Verlauf der Energiebänder wird deutlich, dass die jeweiligen Minoritäten aufgrund des elektrischen Feldes zur Oberfläche fließen, wo sie über die Oberflächen-Zustände rekombinieren. Der Ladungsträgerzerfall setzt sich somit aus der Rekombination im Volumen-Material und dem Rekombinationsprozess an der Oberfläche zusammen. Für die gesamte Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  wird für Nanodrahtstrukturen mit einem Durchmesser  $d_{NW}$  auf Basis der Kontinuitätsgleichung nach (1.39) und (1.40) der folgende Zusammenhang angegeben [69], [151], [152], [153].

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{4S}{d_{NW}} \quad (1.79)$$

Die Lebensdauer im *Bulk*- bzw. Volumenmaterial  $\tau_B$  setzt sich aus den Lebensdauern der SRH-, der strahlenden und der Auger-Rekombination zusammen mit

$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{str}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \quad (1.80)$$

## 2 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Grundlagen dieser Arbeit dargestellt. Dies betrifft zunächst die Beschreibung des Messplatzes zur orts- und zeitaufgelösten Mikro-Photolumineszenz (Mikro-PL) -Analyse, welcher speziell zur optischen und photoelektrischen Untersuchung von Nanodrähten entwickelt wurde. Im Rahmen dessen werden das Lasersystem und die Strahlengänge beschrieben, bevor im weiteren Verlauf auf besondere Herausforderungen bei der experimentellen Durchführung eingegangen wird. Dies betrifft insbesondere das Erreichen einer maximal hohen Ortsauflösung durch Reduzierung des Laserspot-Durchmessers auf der Probe auf ein Minimum ( $< 1 \mu\text{m}$ ), sowie das Abbilden und die ortsauflöste Untersuchung einzelner Nanodrähte auf einer Nanometer-Skala. Weiterhin werden die Detektionssysteme zur spektral- und zeitaufgelösten PL-Untersuchung beschrieben. Dabei wird die Funktionsweise einer Streak-Kamera anhand ihrer wichtigsten Bestandteile im Prinzip erläutert. Auch die mit der Streak-Kamera erhaltenen Messbilder und deren quantitative Auswertung mit Hinblick auf spektral- und zeitaufgelöste Informationen, sowie absolute Intensitäten werden anhand eines Beispiels beschrieben. Abschließend werden typische Messfehler der Streak-Kamera und deren Korrekturen dargestellt. Aufgrund seiner besonderen Relevanz innerhalb dieser Arbeit steht dabei der sog. *Shading*-Fehler im Vordergrund.

Die photoelektrische Messtechnik zur Erfassung eines Photostroms oder einer Photospannung werden in einem anschließenden Abschnitt beschrieben. Diese beinhaltet die halb automatisierte Messung der  $I$ - $U$ -Kennlinie einer belichteten LED im Kryostaten oder außerhalb. Die Methodik zur optischen und photoelektrischen Analyse einer LED im Leerlauf- oder Kurzschluss-Fall wird dabei ebenfalls dargelegt. Abschließend wird die Modifikation des Messplatzes für EL-Untersuchungen von nicht gebondeten Nanodrahtstrukturen dargestellt. Ein System aus Messspitzen am Messplatz zu integrieren, mit welchem die Kontaktpads der Proben kontaktiert und das ausgestrahlte Licht gemessen werden können, stellt dabei die Herausforderung dar.

### 2.1 Experimenteller Aufbau zur optischen Untersuchung von Halbleiter- Nanostrukturen

Die zeitaufgelöste PL-Spektroskopie ermöglicht in Ergänzung zur spektral aufgelösten und zeitlich integrierten PL-Spektroskopie die Erfassung der Ladungsträgerdynamik innerhalb eines Halbleiters. So können Relaxationsprozesse, nichtstrahlende Verluste und Ladungsträgerlebensdauern abgebildet und quantitativ gemessen werden. Durch die zusätzliche Möglichkeit eine Probe mit Laserlicht variabler Wellenlänge bei unterschiedlichen Temperaturen von Raumtemperatur bis herab zu Tieftemperatur (ca. 7 K) anregen zu können, eröffnet sich mit der spektral- und zeitaufgelösten Messung



der PL ein umfangreicher Einblick in die physikalischen Mechanismen der zu untersuchenden Halbleiterstrukturen. Darüber hinaus können mit der Messung der Elektrolumineszenz (EL) probenspezifische physikalische Mechanismen untersucht werden, die zur Umwandlung von Strom in Licht maßgebend sind.

In diesem Abschnitt wird der Messaufbau beschrieben, welcher zur optischen und photoelektrischen Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten LED- und Nanodrahtstrukturen entwickelt wurde. Dabei wird gezeigt, wie mittels einer externen CCD-Kamera sogar Nanodrähte abgebildet werden können. Auch die messtechnische Lokalisierung von Nanodrähten und die Minimierung des Laserspotdurchmessers für maximal hohe Ortsauflösungen  $< 1 \mu\text{m}$  wird im Rahmen dessen erläutert. Die folgende Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau mit den wichtigsten Komponenten. Neben den optischen Elementen, wie Spiegel, Linsen und Filter sind auch das Lasersystem, der Durchflusskryostat, das Source-Meter und die Detektionseinheiten, wie die Streak-Kamera, die Monochromatoren und die CCD (*Charge-coupled Device*) - Kameras als Teil des Messplatzes skizziert. Darüberhinaus sind in der Abbildung zur Veranschaulichung exemplarische Messbilder des jeweiligen Detektionssystems dargestellt.

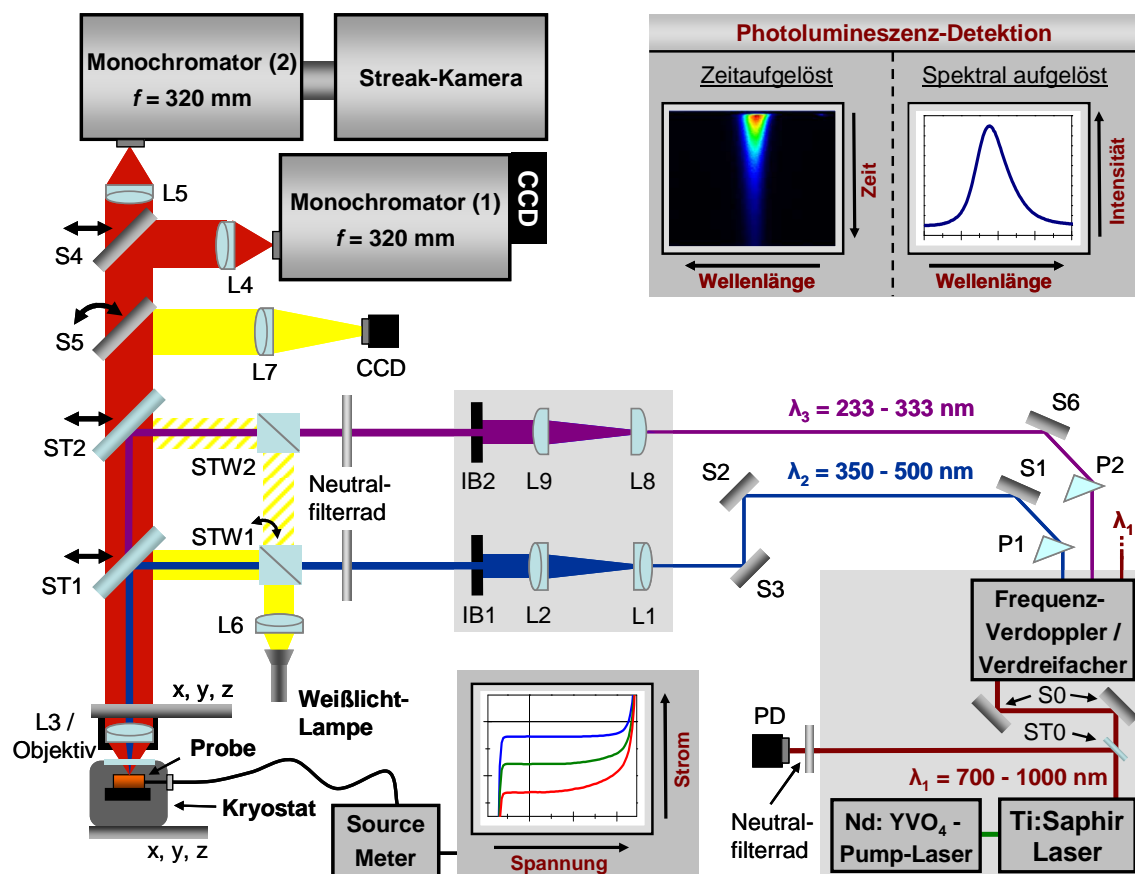


Abbildung 2.1: Messplatz zur orts- und zeitaufgelösten optischen und photoelektrischen Analyse

Der Messaufbau lässt sich in diverse Bereiche aufteilen. Diese beinhalten das am Messplatz befindliche Lasersystem, die Strahlengänge des Laserlichtes für den UV- und sichtbaren Spektralbereich sowie den Bereich der Detektionssysteme für die erzeugte PL oder EL.

### 2.1.1 Das Lasersystem

Für die zeitaufgelösten PL-Untersuchungen ist ein optisch gepumpter modengekoppelter Ti:Saphir-Laser<sup>1</sup> verwendet worden, welcher von einem diodengepumpten Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser<sup>2</sup> mit einer optischen Leistung von 10 W und einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt wird. Aufgrund der zeitaufgelösten PL-Messungen wird der Ti:Saphir-Laser gepulst betrieben. Die Pulsbreite ist hier auf 100 fs konfiguriert und die Wiederholrate beträgt 76 MHz. Somit steht zwischen den Pulsen eine Zeitspanne von ca. 13,15 ns für die zeitaufgelöste Messung der PL zur Verfügung. Mit dem im Ti:Saphir-Laser verwendeten Spiegelsatz lässt dieser sich in einem Wellenlängenbereich von  $\lambda_1 = 700 - 1000$  nm nahezu stufenlos einstellen. Zusätzlich kann mit Hilfe einer anschließenden Frequenzverdoppler- und verdreifacher-Einheit<sup>3</sup> die Wellenlänge des Lasers entsprechend in den sichtbaren Bereich ( $\lambda_2 = 350 - 500$  nm) und den UV-Bereich ( $\lambda_3 = 233 - 333$  nm) transformiert werden. Die Verdopplung der Frequenz bzw. die Halbierung der Wellenlänge erfolgt dabei über einen nichtlinearen Lithiumtribonat-Kristall. Die Frequenzverdreifachung bzw. Wellenlängendrittung erfolgt über einen anschließenden Beta-Bariumborat-Kristall, welcher aus dem restlichen Teil der ursprünglichen Frequenz und der verdoppelten Frequenz die Summe bildet, so dass Licht mit einer verdreifachten Frequenz entsteht. Somit kann für ein breites Anwendungsgebiet die Laserwellenlänge fast beliebig eingestellt werden.

Direkt am Ausgang des Ti:Saphir-Lasers wird ein kleiner Anteil des Strahls mit Hilfe eines dünnen Glasplättchens (ST0) auf eine Photodiode (PD) gelenkt, welche zur Triggerung der Streak-Kamera dient (weitere Details zur Funktionsweise in Abschnitt 2.2.2). Die Ausrichtung des vom Ti:Saphir-Laser erzeugten Primärstrahls  $\lambda_1$  in die Frequenzverdoppler-/verdreifacher-Einheit kann über zwei Spiegel (S0) vorgenommen werden. Somit kann die Einkopplung des Laserstrahl  $\lambda_1$  je nach Justage und eingestellter Wellenlänge des Ti:Saphir-Laser angepasst und optimiert werden. Der frequenzverdoppelte ( $\lambda_2$ ) und der frequenzverdreifachte ( $\lambda_3$ ) Laserstrahl, sowie auch der ursprüngliche aber stark leistungsreduzierte Laserstrahl des Ti:Saphir-Lasers ( $\lambda_1$ ) treten simultan aus unterschiedlichen Ausgängen der Einheit aus, so dass eine parallele Nutzung der Laserstrahlen prinzipiell möglich ist.

---

<sup>1</sup> „Mira 900“ der Firma Coherent

<sup>2</sup> „Verdi V10“ der Firma Coherent

<sup>3</sup> „TP-2000B fs and ps Tripler“ der Firma PHOTOP Technologies

### 2.1.2 Strahlengang im UV- und sichtbaren Spektralbereich

Für UV-Strahlung müssen spezielle Optiken verwendet werden, welche sich von den Optiken für den sichtbaren Spektralbereich unterscheiden. Aufgrund dessen sind unterschiedliche Strahlengänge für den sichtbaren Bereich ( $\lambda_2$ ) und den UV-Bereich ( $\lambda_3$ ) am Messplatz integriert. So wird aufgrund der stark erhöhten Absorptionsrate von UV-Strahlung bereits ab einer Wellenlänge von kleiner als 380 - 400 nm für die Linsen (L3, L8, L9), Strahlteiler (ST2), Strahlteilerwürfel (STW2) und Prismen (P2) ein spezielles Material (*UV-fused Silica*) verwendet. Dieses weist im Vergleich zu herkömmlichem Glas, welches in der Regel für den sichtbaren Spektralbereich verwendet wird, einen stark reduzierten Absorptionskoeffizienten auf. Für Strahlen im sichtbaren Spektralbereich sind achromatische Linsen (L1 – L7, L10, L11) zur Kompensation des besonders bei spektral breiten PL-Emissionen störenden chromatischen Linsenfehlers verwendet worden. Aufgrund ihrer Bauart sind diese nicht für den UV-Bereich erhältlich, so dass hier dieser Fehler in Kauf genommen werden muss. Auch die Spiegel unterscheiden sich zwischen den Strahlengängen, so dass spezielle Oberflächenbeschichtungen zu optimalen Reflexionseigenschaften im jeweiligen Spektralbereich führen. So haben die Spiegel im UV-Strahlengang (hier S6) eine Aluminium-Beschichtung, während die Spiegel im sichtbaren Strahlengang (hier S1-S3, S7 – S9) mit einer dielektrischen Schicht bedeckt sind.

Im sichtbaren und UV-Strahlengang passiert der Laserstrahl als erstes ein Prisma (P1 bzw. P2), welches den im Strahl noch in schwacher Intensität vorhandenen Primärstrahl aus dem frequenzverdoppelten bzw. frequenzverdreifachten Strahlengang ablenkt. Nach dem der Laserstrahl mittels einiger Spiegel ausgerichtet wird, passiert dieser eine Strahlaufweitung, welche den Strahl auf einen Durchmesser von 5 mm aufweitet. Dabei wird der Laser im Strahlengang  $\lambda_2$  mit der Linse L1 ( $f_L = 25$  mm) zunächst aufgeweitet und anschließend mit einer zweiten Linse L2 ( $f_L = 125$  mm) wieder parallelisiert. Hierzu müssen sich die Brennpunkte beider Linsen überlagern. Analog wird der Laserstrahl im UV-Strahlengang  $\lambda_3$  mit den Linsen L8 ( $f_L = 63$  mm) und L9 ( $f_L = 200$  mm) aufgeweitet. Eine anschließende Irisblende IB1 bzw. IB2 mit einem eingestellten Durchmesser von 5 mm selektiert das Zentrum des Laserstrahls, so dass der passierende Laserstrahl über seinen Querschnitt ein homogenes Intensitätsprofil aufweist. Ein anschließendes Neutralfilterrad mit variierender optischer Dichte ( $OD = 0 - 4,0$ ) ermöglicht eine stufenlose Einstellung der Laserleistung.

Über die verfahrbaren Strahlteiler ST1 und ST2 wird der Laserstrahl  $\lambda_2$  bzw.  $\lambda_3$  für Makro-PL-Untersuchungen schließlich auf eine Linse L3 oder für Mikro-PL-Untersuchungen auf ein Mikroskop-Objektiv gelenkt, welches den Laser auf die zu untersuchende Probe fokussiert. Für temperaturabhängige Messungen ist die Probe in einem mit Fenster versehenen Durchfluss-Kryostaten<sup>1</sup> eingebaut. Bei Verwendung von

---

<sup>1</sup> „ST-300“ der Firma JANIS Research

flüssigem Helium (He) als Kühlmittel kann die Temperatur zwischen Raumtemperatur und 4 - 7 K variiert und eingestellt werden.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Makro-PL-Untersuchungen wurden Linsen L3 mit einer Brennweite von  $f_{L3,a} = 75$  mm und  $f_{L3,b} = 25$  mm und einem Linsendurchmesser von  $d_{L3,a} = 50$  mm und  $d_{L3,b} = 25$  mm verwendet. Das verwendete Mikroskop-Objektiv für den sichtbaren Spektralbereich weist eine Vergrößerung von 50x und eine numerische Apertur von  $NA = 0,6$  auf, während das Objektiv für den UV-Bereich eine Vergrößerung von 39x und eine numerische Apertur von  $NA = 0,5$  aufweist. Der minimal erzielbare Durchmesser  $d_{spot}$  eines fokussierten Laserstrahls der Wellenlänge  $\lambda$  im Brennpunkt kann in erster Näherung mit der folgenden Gesetzmäßigkeit beschrieben werden.

$$d_{spot} \sim \lambda \cdot \frac{f_L}{D_{Beam}} \quad (2.1)$$

mit  $f_L$  Brennweite der Linse

$D_{Beam}$  Durchmesser des auf die Linse parallel einfallenden Lichtstrahls

Die Öffnung beider Objektive hat einen Durchmesser von 5 mm. Der aufgeweitete Strahldurchmesser des Lasers ist mit  $D_{Beam} = 5$  mm exakt auf die Objektive angepasst und durch diese begrenzt. Somit sind die Bedingungen zur Erlangung eines möglichst kleinen Laserspotdurchmessers bzw. einer möglichst hohen Ortsauflösung optimiert. Gemäß der Gleichung (2.1) kann der Spotdurchmesser des Laserstrahls weiterhin mit einer kurzen Laserwellenlänge  $\lambda$  und einer möglichst kleinen Brennweite  $f_L$  weiter minimiert werden. Aufgrund dessen können mit den Objektiven die kleinsten Spotdurchmesser bzw. die höchsten Ortsauflösungen erzielt werden.

### 2.1.3 Ausrichtung und Minimierung des Laserspots auf die Probe

Mittels Mikrometer-Verstelltischen kann der Kryostat und die Probe in einem weiten Bereich bis zu 50 mm in allen drei Dimensionen verfahren werden, so dass der Brennpunkt des fokussierten Laserstrahls bzw. der Laserspot nach Belieben mit einer Positioniergenauigkeit von ca. 5  $\mu$ m auf die Probe positioniert werden kann. Bei Verwendung einer Linse mit einer Brennweite von bspw.  $f_L = 75$  mm oder 25 mm ist diese Auflösung vollkommen ausreichend, da hier der Durchmesser des Laserspots je nach Laserwellenlänge unter Berücksichtigung von Linsenfehlern in der Regel nicht kleiner als 5  $\mu$ m wird. Bei Verwendung eines Mikroskop-Objektivs dagegen können Laserspot-Durchmesser von < 1  $\mu$ m erreicht werden. Für derartig präzise Anforderungen kann der Laserspot über einen computergesteuerten Piezo-

Positioniertisch<sup>1</sup> mit einer Ortsauflösung von 2 nm und einem maximalen Verfahrweg bis zu 80  $\mu\text{m}$  im „Closed-Loop-Betrieb“ in allen drei Dimensionen exakt auf die Probe ausgerichtet werden. Hierzu wird aus technischen Gründen nicht die Probe, sondern das Mikroskop-Objektiv verstellt. Obwohl der Laserstrahl das Objektiv hierdurch nicht mehr voll und exakt im Zentrum passiert, verschlechtern sich die Fokussier- und Strahleigenschaften durch die geringen Abweichungen von maximal  $\pm 40 \mu\text{m}$  nicht nennenswert.

Zur Orientierung auf der Probe und der zielgerichteten Positionierung des Laserspots auf eine bestimmte Stelle der Probenoberfläche kann über die Strahlteilerwürfel STW1 oder STW2 weißes Licht in den Strahlengang eingekoppelt und auf die Probenoberfläche gelenkt werden. Als Lichtquelle dient dabei eine Schwanenhalslampe, deren Licht mit Hilfe der Linse L6 ( $f_L = 75 \text{ mm}$ ) zuvor parallelisiert wird. Mittels einer externen CCD-Kamera<sup>2</sup> kann somit die Probenoberfläche zusammen mit dem Laserspot auf abgebildet werden. Aufgrund der hohen Intensität des Laserstrahls muss dieser hierzu stark mit Neutralfiltern abgeschwächt werden. Das von der Probe reflektierte Licht wird über den klappbaren Spiegel S5 auf die Linse L7 ( $f_L = 200 \text{ mm}$ ) gelenkt, welche das Lichtbündel auf die CCD-Kamera fokussiert. Das Verhältnis aus den Brennweiten der Linse L3 bzw. des Objektivs und der Linse L7 bestimmt dabei die erzielbare Vergrößerung der Abbildung.

Die folgende Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch vier Bilder, die mit der externen CCD-Kamera aufgenommen sind. Gezeigt ist eine Aufnahme eines untersuchten LED-Chips mit einer Kantenlänge von 1 mm (a), welcher mittels einer Linse L3 ( $f_L = 25 \text{ mm}$ ) aufgenommen wurde, sowie mittels des Objektivs (50x, OD = 0,6) erhaltene Aufnahmen von einzelnen GaAs- (b) und GaN-Nanodrähten auf Si (c) und SiO<sub>2</sub>-Substrat (d). In der Abbildung 2.2c ist zusätzlich zur Abbildung des Nanodrahts der fokussierte Spot des Laserstrahls zu sehen.

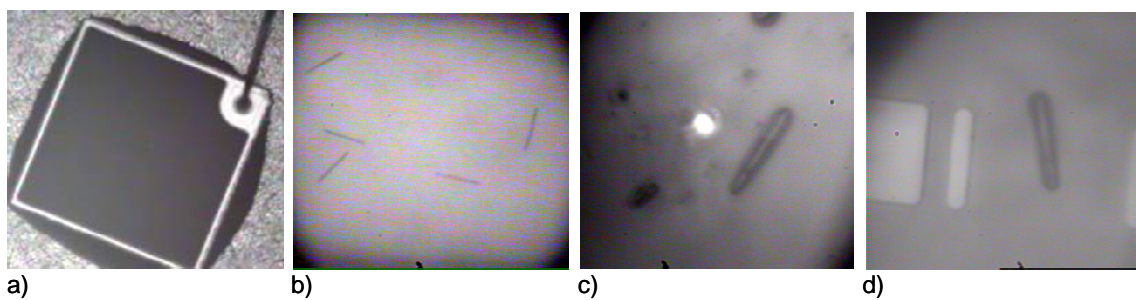


Abbildung 2.2: Exemplarische Aufnahmen, aufgenommen mit der externen CCD-Kamera am PL-Messplatz. Mit Linse L3 ( $f_L = 25 \text{ mm}$ ): a) Abbildung eines LED-Chips. Mit Objektiv (50x, NA = 0,6): b) GaAs-Nanodrähte auf Si-Substrat, c) ein einzelner GaN-Nandraht auf SiO<sub>2</sub> zusammen mit dem fokussierten Laserspot und d) ein einzelner GaN-Nanodraht auf strukturiertem Si-Substrat zusammen mit Kontakt-Pads (links).

<sup>1</sup> „NPXYZ100 SG-D“-Piezos und „XPS-C4“-Steuerung der Firma Newport

<sup>2</sup> „CSB-375“-CCD-Kamera der Firma Framos GmbH

Die Beispiele in Abbildung 2.2 zeigen, dass die Oberflächen der zu untersuchenden Proben und sogar Nanodrahtstrukturen mit einer Länge von hier ca. 15 – 30  $\mu\text{m}$  und Durchmessern von ca. 200 nm – 2  $\mu\text{m}$  in guter Qualität am Messplatz dargestellt werden können. Die zeitgleiche Darstellung des Laserspots ermöglicht zudem eine exakte Positionierung auf die zu untersuchende Probe. Für einen möglichst kleinen Strahldurchmesser auf der Probe bzw. einer maximal hohen Ortsauflösung wird der Abstand des Objektivs zur Probe mittels des Piezo-Positioniersystems variiert bis der abgebildete Laserspot minimal wird. Ein weiterer Faktor zur Verbesserung der Ortsauflösung, ist die Reduzierung von Streulicht, welches sich insbesondere bei hohen Leistungsdichten des Laserstrahls negativ bemerkbar macht. Schließlich wird die Probe bzw. der Kryostat durch eine entsprechend stabile Aufhängevorrichtung so auf dem schwingungsgedämpften optischen Tisch fixiert, dass umgebungsverursachte Schwingungen sich nicht auf die Probe übertragen.

## 2.2 Orts- und zeitaufgelöste optische Spektroskopie

In diesem Abschnitt werden die Detektionssysteme zur zeitintegrierten und zeitaufgelösten spektralen Untersuchung von sowohl optisch als auch elektrisch erzeugter Lumineszenz im Einzelnen vorgestellt. Dabei werden Details hinsichtlich des messtechnischen Aufbaus dargestellt und die experimentellen Besonderheiten und Herausforderungen diskutiert. Nach der Beschreibung der prinzipiellen Funktionsweise der verwendeten Streak-Kamera werden die zeitaufgelöste Messung und deren Auswertung im Detail beschrieben und diskutiert. Im Anschluss werden typische Messfehler und deren Korrektur aufgezeigt. Hier wird vertieft auf die sog. *Shading-Korrektur* eingegangen, welche insbesondere bei der Untersuchung von zeitlich langen PL-Zerfällen mit Lebensdauern  $> 2 \dots 10 \text{ ns}$  von großer Relevanz ist.

### 2.2.1 Zeitintegrierte Lumineszenz-Analyse

Zur zeitintegrierten spektralen Analyse der PL oder EL einer Probe ist am Messplatz ein Messsystem bestehend aus Monochromator und CCD-Kamera installiert. Die elektrische Ansteuerung wird über ein Ein-Kanal-Source-Meter<sup>1</sup> vorgenommen. Auch im Kryostaten können Proben kontaktiert werden, so dass die EL bei verschiedenen Umgebungstemperaturen bis herab zu 7 K spektral untersucht werden kann.

Zur Messung der von der Probe ausgesendeten PL/EL wird diese von der Linse L3 bzw. dem Objektiv eingesammelt und parallelisiert (siehe Abbildung 2.1). Anschließend passiert die Lumineszenz die Strahlteiler ST1 bzw. ST2, welche das Licht zum Teil in den Strahlengang des Lasers reflektieren, während der andere Teil durch den Strahlteiler transmittiert wird und zum Detektionssystem gelangen kann. Während der

---

<sup>1</sup> „2601“ der Firma Keithley

Strahlteiler ST2 im UV-Strahlengang  $\lambda_3$  ein Transmissions- zu Reflexionsverhältnis von 50:50 aufweist, kann im sichtbaren Strahlengang  $\lambda_2$  zwischen einem Strahlteiler ST1 mit einem Strahlteilerverhältnis von 50:50 und 92:8 gewählt werden. Die erhöhte Transmission des 92:8-Strahlteilers ist dabei insbesondere für die Untersuchung von Nanostrukturen mit geringer PL-Intensität von Vorteil. Hier kann der Großteil der erzeugten Intensität detektiert werden und nur ein sehr geringer Teil geht durch Reflexion verloren.

Nach Passage der Strahlteiler wird die Lumineszenz zur spektral aufgelösten und zeitintegrierten Messung über den Spiegel S4 auf den Eintrittsspalt des Monochromators (1)<sup>1</sup> gelenkt. Eine volle Ausleuchtung des Gitters im Monochromator und somit eine optimierte Auflösung kann erreicht werden, in dem die Linse L4 der sog. F-Zahl des Monochromators wie folgt angepasst wird.

$$F - \text{Zahl} = \frac{f_L}{D_{\text{Beam}}} \quad (2.2)$$

Der Monochromator (1) besitzt nach Herstellerangaben eine F-Zahl von 4,1. Demnach ist für Makro-PL/EL-Untersuchungen bei Gebrauch einer Linse L3 mit einem Durchmesser von 50 mm (L3,a) bzw. 25 mm (L3,b), welche einen parallelen PL/EL-Strahl mit identischem Durchmesser  $d_L$  erzeugt, eine Linse L4 mit einer Brennweite von  $f_{L4,a} = 200$  mm bzw.  $f_{L4,b} = 100$  mm verwendet worden. Im Falle von Mikro-PL- oder auch EL-Untersuchungen, bei welchen der Lumineszenzdurchmesser dem der Objektivöffnung von 5 mm entspricht, ist zur Anpassung der F-Zahl nach der obigen Formel (2.2) eine Linse L4 mit sehr kurzer Brennweite von ca. 20 mm erforderlich. Aus technischen Gründen kann eine Linse jedoch nicht derart nah an den Eintrittsspalt des Monochromators herangeführt werden, so dass für diesen Fall auf Kosten einer etwas schlechteren spektralen Auflösung eine Linse mit etwas größerer Brennweite von  $f_{L4,c} = 60$  mm gewählt wurde. Ein weiterer Parameter, der die spektrale Auflösung beeinflusst, aber auch Streulicht unterdrückt, ist der Durchmesser des Eintrittspalts, welcher bei dem Monochromator (1) von 10  $\mu\text{m}$  bis 2 mm elektronisch über die Steuerungssoftware des Systems<sup>2</sup> einstellbar ist. Für die Untersuchungen ist in der Regel ein Spaltdurchmesser von  $d_{\text{slit}} = 100 \mu\text{m}$  gewählt worden, welcher sich insbesondere bei Signalen mit geringer Intensität als optimaler Kompromiss aus spektralem Auflösungsvermögen und ausreichend hoher Transmission des passierenden Lumineszenzstrahls herausgestellt hat. Im Monochromator wird das Licht mittels eines wählbaren Gitters mit einer Strichzahl von entweder 150, 300 oder 1200 Linien pro

---

<sup>1</sup> „iHR 320“ der Firma HORIBA Jobin Yvon; Auflösung: 0,06 nm, Reproduzierbarkeit  $\pm 0,075$  nm bei Verwendung eines 1200er-Gitters

<sup>2</sup> Labspec V (Version: 5.45.09)

Millimeter spektral zerlegt und auf die mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera<sup>1</sup> gelenkt. In dieser Arbeit ist hauptsächlich das Gitter mit 150 Linien pro Millimeter verwendet worden. Dieses ermöglicht mit einer für die untersuchten Strukturen hinreichenden spektralen Auflösung die Darstellung und Messung von spektral sehr breiten Spektren über einen Bereich von bis zu ca. 530 nm. In der Abbildung 2.1 ist exemplarisch ein spektral aufgelöstes zeitintegriertes PL-Spektrum dargestellt.

## 2.2.2 Streak-Kamera zur zeitaufgelösten Lumineszenz-Analyse

Zur Messung der zeitlichen Abhängigkeit einer Lumineszenz in einem Bereich von 2 ns und kürzer ist am Messplatz eine Streak-Kamera integriert. Durch Herausfahren des Spiegels S4 kann das Licht über die Linse L5 ( $f_L = 150$  mm) auf den Eintrittsspalt des vor der Streak-Kamera<sup>2</sup> befindlichen Monochromators (2)<sup>3</sup> gelenkt werden (siehe Abbildung 2.1). Die Kombination aus Monochromator und Streak-Kamera ermöglicht dabei die synchrone Messung und Auftragung der PL-Intensität auf einer spektralen und zeitlichen Achse.

Der Aufbau und die Funktionsweise der Messeinheit soll anhand ihrer wichtigsten Bestandteile in einer vereinfachten Darstellung in Abbildung 2.3 kurz beschrieben werden. Für ausführlichere Ausführungen und Erklärungen hinsichtlich der Funktionsweise sei auf weiterführende Literatur verwiesen [154], [155].

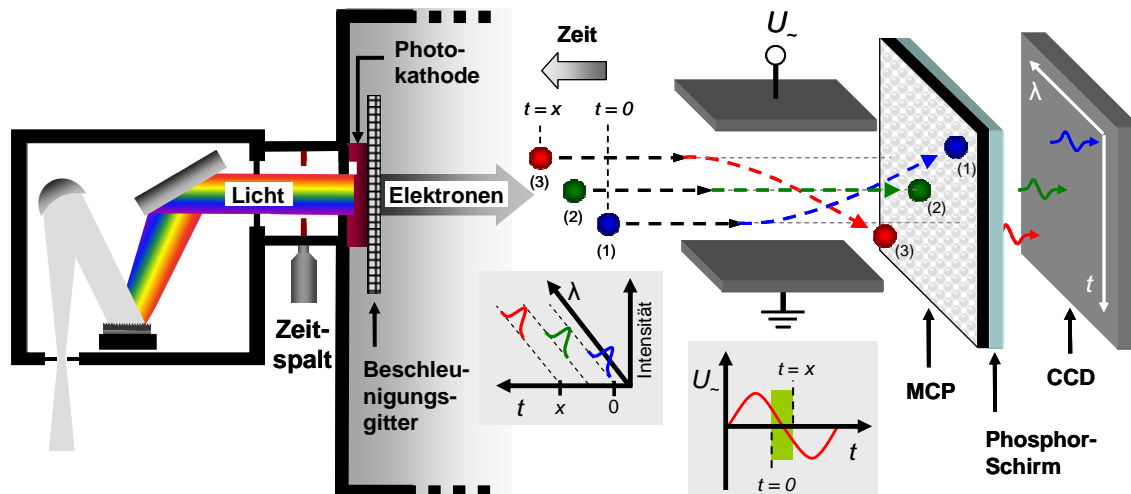


Abbildung 2.3: Vereinfachter schematischer Aufbau und Funktionsprinzip einer Streak-Kamera-Einheit in Kombination mit einem davor befindlichen Monochromator.

<sup>1</sup> „Symphony“, stickstoffgekühlte Open-electrode-CCD (1024x256) der Firma HORIBA Jobin Yvon

<sup>2</sup> „C5680-24 c“- Synchroscan-Streak-Kamera der Firma Hamamatsu

<sup>3</sup> „250IS“ der Firma Bruker Optics; Auflösung: 0,15 nm, Reproduzierbarkeit  $\pm 0,05$  nm bei Verwendung eines 1200er-Gitters



Wie in der Abbildung 2.3 dargestellt wird der PL-Strahl nach Passage des Eintrittspalts des Monochromators (2) (siehe links) mit Hilfe eines Strichgitters zunächst spektral zerlegt. Hier kann je nach gewünschter spektraler Auflösung zwischen Strichgittern mit einer Linienzahl von 100, 300 und 1200 Linien pro Millimeter gewählt werden. Auch hier ist aufgrund der spektral relativ breiten PL-Spektren das Gitter mit der geringsten Strichzahl (100 Linien/mm) verwendet worden. Die spektral zerlegte PL passiert anschließend einen zweiten Spalt (Zeitspalt), dessen Spaltbreite über eine Mikrometerschraube einstellbar ist. Dieser Spalt ist vertikal zum Eintrittsspalt des Monochromators ausgerichtet und beeinflusst die zeitliche Auflösung des Systems. Auch hier bewirkt eine Reduzierung der Spaltbreite eine Erhöhung der Auflösung einhergehend mit einer sinkenden PL-Intensität. Für die untersuchten Strukturen hat sich eine Spaltbreite des Zeitspalts von ca. 40 – 60  $\mu\text{m}$  als guter Kompromiss zwischen ausreichend hoher zeitlicher Auflösung und Intensität des PL-Signals herausgestellt.

Nach Passage des Zeitspalts und dahinter befindlichen hier nicht eingezeichneten Optiken trifft die PL schließlich auf eine Photokathode. Hier werden die in einem zeitlichen Abstand auftreffenden Photonen in Elektronen umgewandelt und mittels eines elektrischen Feldes auf die *Micro-Channel-Plate* (MCP) beschleunigt. Die MCP kann die Zahl der Elektronen um mehrere Größenordnungen vervielfachen, so dass mit Hilfe dieser Einheit das zu messende Signal entsprechend verstärkt werden kann. Das auf dem folgenden Phosphorschirm erzeugte Bild wird mittels einer dahinter befindlichen CCD-Kamera<sup>1</sup> detektiert. Aufgrund der spektralen Zerlegung der PL treffen die Elektronen auf der horizontalen Achse in Abhängigkeit ihrer Energie an unterschiedlichen Orten auf dem Phosphorschirm auf. Durch eine entsprechende Eichung kann die horizontale Achse in eine Energieskala überführt werden, so dass in der horizontalen Ebene des CCD-Chips quantitativ eine spektral aufgelöste Messung der PL ermöglicht wird.

Zur zeitlichen Erfassung des PL-Signals wird die vertikale Achse des CCD-Chips ausgenutzt. Dazu werden die Elektronen über vertikal angeordnete Elektroden mit Hilfe einer angelegten Wechselspannung  $U_{\text{sweep}}$  unterschiedlich stark in vertikaler Richtung abgelenkt. Über das mittels der Wechselspannung erzeugte zeitlich variierende elektrische Feld steht die Ablenkung der Elektronen in direktem Zusammenhang mit dem zeitlichen Auftreffen der Photonen auf die Photokathode. Bei der vorhandenen Streak-Kamera mit einer „*Synchroscan*“-Messeinheit entspricht die Wechselspannung einer Sinus-Spannung, welche auf die Frequenz des Lasers (76 MHz) angepasst ist. Mit Hilfe der extern befindlichen Photodiode<sup>2</sup> wird die Spannung durch die Lichtpulse des Ti:Saphir-Lasers getriggert. Dabei kann das von der PD erzeugte elektrische Signal über eine elektronische Delay-Einheit<sup>3</sup> zeitlich verschoben werden. Zur Ablenkung der

---

<sup>1</sup> „C4742-95-12ER“ CCD-Kamera der Firma Hamamatsu

<sup>2</sup> „C1808“ der Firma Hamamatsu

<sup>3</sup> „C6878“ der Firma Hamamatsu

Elektronen wird lediglich die lineare Flanke der Sinus-Spannung (siehe entsprechende grüne Fläche in Abbildung 2.3) ausgenutzt. Je nach gewählter Konfiguration der Streak-Kamera entspricht dieser Bereich einer Zeitspanne von ca. 2 ns oder kleiner. Die zeitliche Verschiebung der Spannung mittels der Delay-Einheit berücksichtigt den zeitlichen Abstand zwischen dem detektierten Laser-Puls an der Photodiode und dem in der Streak-Kamera die vertikalen Elektroden passierenden Elektronenstrahl.

Bei korrekter Einstellung passieren die Elektronen die Elektroden in einer Zeitspanne, in welcher die Elektronen aufgrund des variierenden Potentials der Spannung in positiver und negativer vertikaler Richtung abgelenkt werden. Die zeitlich als erstes kommenden Elektronen (1) zum Zeitpunkt  $t = 0$  werden durch die noch positive Spannung in vertikaler Richtung nach oben abgelenkt. Die zeitlich später kommenden Elektronen werden aufgrund des sinkenden Potentials weniger stark ausgelenkt. In dem Moment, in dem die Sinus-Spannung bzw. das Potential den Wert Null erreicht, werden die Elektronen (2) nicht abgelenkt und treffen vertikal in der Mitte des Phosphorschirms auf. Die zeitlich noch später folgenden Elektronen werden aufgrund des nun in negativer Richtung ansteigenden Potentials der Sinus-Spannung und dem daraus resultierenden Richtungswechsel des elektrischen Feldes nach unten abgelenkt. Die zum Zeitpunkt  $t = x$  kommenden Elektronen (3) werden somit auf den unteren Rand des Phosphorschirms abgelenkt. Je nach Konfiguration entspricht die Zeitspanne  $0 \leq t \leq x$  und  $t = 0$  der Spanne des Messfensters von 2 ns oder kleiner, so dass das Bild auf der CCD-Kamera vertikal der zeitlichen Verschiebung der Photonen entspricht.

### 2.2.3 Streak-Kamera-Messbilder und deren Auswertung

In der folgenden Abbildung 2.4 ist ein mittels der Steuerungssoftware<sup>1</sup> der Streak-Kamera erzeugtes Bild dargestellt.

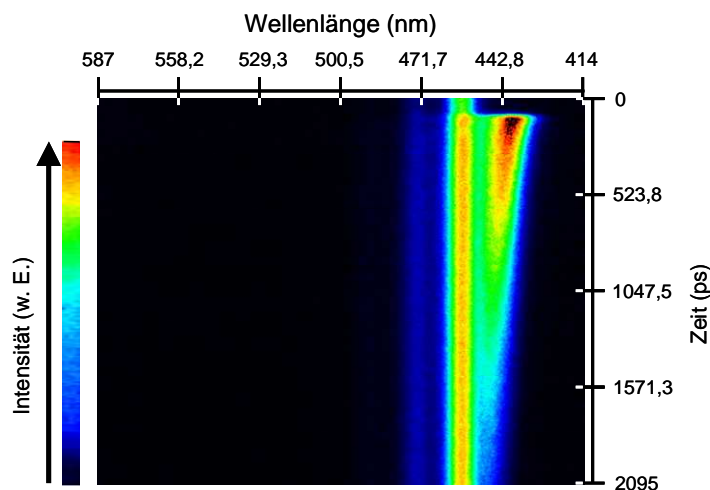


Abbildung 2.4: Beispiel einer zeitaufgelösten PL-Messung mittels der Streak-Kamera.

<sup>1</sup> HPDTA 8.0.0

In der Abbildung ist die Intensität der PL in horizontaler Richtung über die Wellenlänge aufgetragen und in vertikaler Richtung über die Zeit. Die Intensität ist dabei über eine Farbkodierung dargestellt. In dem Beispiel können Emissionen in drei verschiedenen Spektralbereichen erkannt werden, wobei die langwelligen Emissionen bei ca. 473 nm und 457 nm einen nahezu konstanten Intensitätsverlauf über die Messzeit von ca. 2 ns aufweisen. Die kurzwellige Emission bei ca. 445 nm dagegen weist einen deutlichen Intensitätsabfall und eine Wellenlängenverschiebung über die Zeit auf. Des Weiteren kann insbesondere bei der kurzwelligen Emission der starke Intensitätsanstieg bei einer Zeit von ca. 100 ps beobachtet werden, welcher hier den Beginn der durch den Laserpuls verursachten PL-Emission markiert. Dieser Zeitpunkt kann auch bei den langwelligeren Emissionen zur gleichen Zeit beobachtet werden und sollte zur optimalen Ausnutzung des Messbereiches mit Hilfe der Delay-Einheit auf der Zeitskala in das obere Achtel der Abbildung verschoben werden. Bei den langwelligen Emissionen werden hier Photonen vor dem eigentlichen Startpunkt der PL-Emission detektiert. Diese Photonen stammen von der PL-Emission, welche durch den vorherigen Laserpuls erzeugt wurde. Dass diese noch detektiert werden, liegt in der über die Zeit nur schwach abnehmenden Intensität dieser Emissionen begründet. Somit entspricht diese PL-Emission der resultierenden PL-Intensität ca. 13,16 ns (76 MHz) nach dem vorherigen Laserpuls.

### 2.2.3.1 Quantitative spektrale und zeitliche Auswertung

Zur weiteren quantitativen Auswertung des mit der CCD-Kamera detektierten Signals können durch zeitliche oder spektrale Integration über einen definierten Bereich PL-Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten oder Zerfallskurven einzelner PL-Emissionen aus der Abbildung extrahiert werden. In der folgenden Abbildung 2.5 werden exemplarisch drei PL-Spektren und drei Zerfallskurven gezeigt, welche aus der Abbildung 2.4 extrahiert wurden.

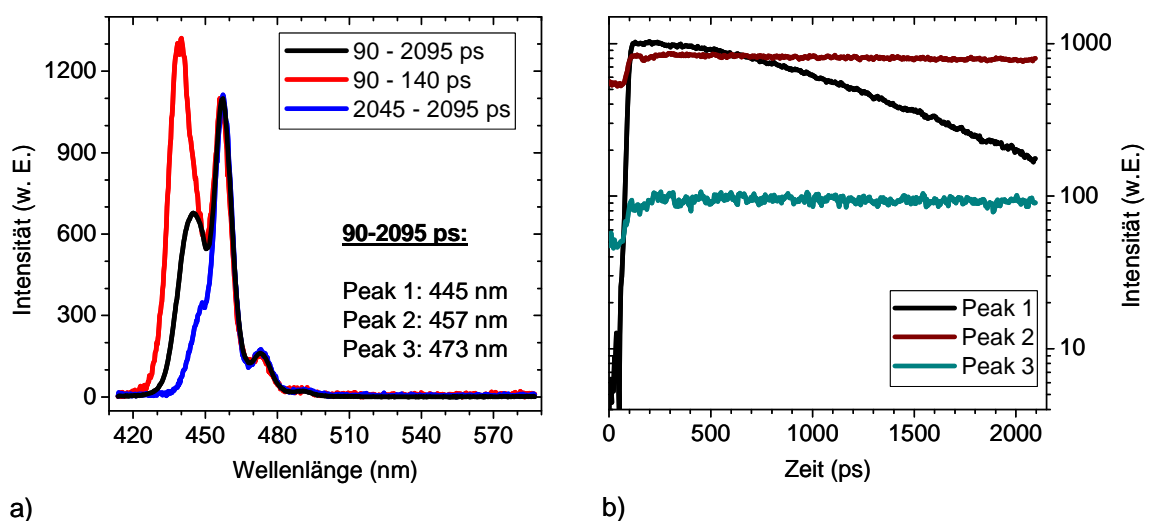


Abbildung 2.5: a) Zu drei verschiedenen Zeitpunkten extrahierte PL-Spektren und b) von drei verschiedenen Emissionen extrahierte Zerfallskurven aus der Abbildung 2.4.

Die in der Abbildung 2.5a abgebildeten PL-Spektren sind durch zeitliche Integration über den kompletten Zeitbereich des Zerfalls (Laserpuls bis 2095 ps) und über schmale Zeitbereiche von 50 ps zu zwei verschiedenen Zeitpunkten des Zerfalls aus der Streak-Abbildung extrahiert worden. In den Spektren sind deutlich die schon in der Abbildung 2.4 beobachteten Emissionspeaks zu sehen. Zusätzlich ist hier auch noch ein sehr intensitätsarmer Peak bei ca. 490 nm zu sehen. Anhand unterschiedlicher Zeitbereiche, über welche integriert werden kann, können Wellenlängenverschiebungen über die Zeit, wie hier z.B. des kurzwelligen Peaks, gemessen werden.

Neben der spektralen Analyse in Abhängigkeit der Zerfallszeit können die detektierten Emissionen durch spektrale Integration über einen definierten spektralen Bereich auch zeitlich untersucht werden. In der Abbildung 2.5b sind Zerfallskurven zu sehen, welche den spektral integrierten Intensitätsverlauf der drei kurzwelligsten Peak-Emissionen (Peak 1 -3) aus Abbildung 2.5a zeigen. Die Intensität der einzelnen Emissionspeaks wurde hier jeweils über einen spektralen Bereich von  $\pm 5$  nm integriert und über den kompletten detektierten Zeitbereich von 0 – 2095 ps aufgetragen. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Ladungsträgerzerfalls über die Zeit (gemäß Gleichungen (1.70) oder (1.71)), lassen sich durch die logarithmische Auftragung Lebensdauern an der Steigung der Zerfallskurven leicht erkennen und ermitteln. So weist der Zerfall bei logarithmischer Auftragung eine lineare Steigung auf, welche nach Gleichung (1.70) der inversen Ladungsträgerlebensdauer  $\tau^{-1}$  entspricht. Somit kann aus der Kurve durch einen linearen Fit leicht die Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  ermittelt werden. Des Weiteren lassen sich mehrfach exponentielle Zerfälle mit unterschiedlicher Lebensdauer leicht erkennen, so dass auch diese separat analysiert werden können. Der anfängliche *Offset* bei den Zerfallskurven der Emissionen (Peak 2 und 3) zeigt die verbliebene PL-Intensität nach 13,16 ns des vorherigen Pulses bei ca. 50 (Peak 3) und 550 Einheiten (Peak 2).

### 2.2.3.2 Quantitative Auswertung der Signal-Intensität

Im Rahmen leistungsabhängiger Messungen ist zur Intensitätsverstärkung eines PL-Signals oft auch eine Änderung der Integrationszeit (*Exposure Time*) bzw. eine Änderung der MCP-Verstärkung (MCP-Gain) notwendig. Zur Ermittlung der absoluten PL-Intensitäten muss der Einfluss dieser Parameter entsprechend berücksichtigt werden. Die detektierte Intensität und die Integrationszeit der CCD-Kamera besitzen einen linearen Zusammenhang. Komplexer ist die Verstärkung durch die MCP, welche über die Software durch Setzen eines Wertes für den MCP-Gain zwischen 0 und 50 eingestellt werden kann. Dabei entspricht der Wert 0 keiner Verstärkung, während der Wert 50 eine maximale Verstärkung hervorruft.

Die folgende Abbildung 2.6 zeigt den Intensitätsanstieg eines mit der Streak-Kamera im zeitaufgelösten Modus gemessenen Lasersignals für verschiedene MCP-Gain-Werte von 0 bis 50. Die Leistung des Lasers ist dabei von 400  $\mu$ W auf 100  $\mu$ W und 20  $\mu$ W verringert worden, so dass ein ausreichend hohes Signal zu Rausch-Verhältnis bei

niedrigem MCP-Gain-Wert gegeben ist und eine Überbelichtung der Kamera bei hohem MCP-Gain-Wert verhindert wird.

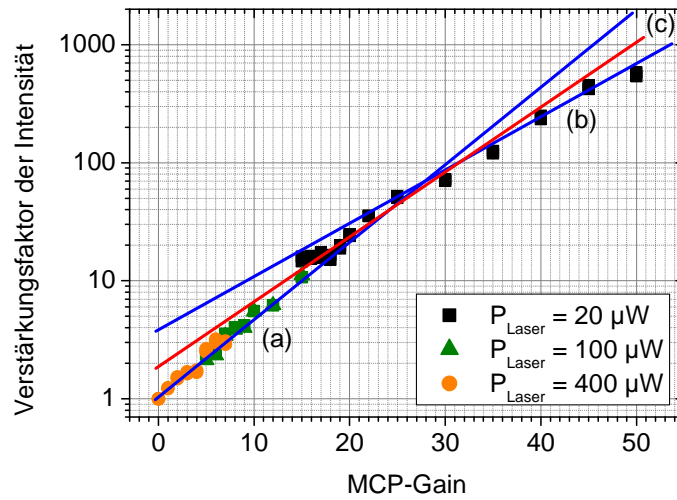


Abbildung 2.6: Verstärkungsfaktor der optischen Intensität in Abhängigkeit des MCP-Gain-Wertes. Aus messtechnischen Gründen wurde das Lasersignal mit unterschiedlicher Leistung von  $20\ \mu\text{W}$  bis  $400\ \mu\text{W}$  in die Streak-Kamera eingekoppelt und gemessen. Die blauen Geraden (a) und (b) entsprechen Fits durch die Werte im kleinen und großen MCP-Gain-Bereich. Die rote Gerade (c) entspricht einem linearen Fit über den gesamten Wertebereich.

Mit Hilfe der logarithmischen Auftragung der Intensitätsverstärkung lassen sich die Intensitätswerte über zwei Geraden (a) und (b) (Blau) hinreichend genau fitten. Die Verstärkung durch die MCP-Einheit ist somit nichtlinear und für MCP-Gain-Werte unterhalb und oberhalb von  $\text{MCP} \approx 27,5$  unterschiedlich stark. Insgesamt lässt sich die Intensität eines Signals innerhalb der MCP-Gain-Werte von 0 bis maximal 50 um nahezu drei Größenordnungen verstärken. Die rote Gerade (c) entspricht einem linearen Fit für den kompletten Wertebereich des MCP-Gain und weist daher bei kleinen und großen Werten eine relativ hohe Abweichung auf.

Auf Basis dieser Referenz-Messung lässt sich der Zusammenhang zwischen MCP-Gain und der Intensitätsverstärkung nach folgender Gleichung mathematisch ausdrücken.

$$Int_{MCP,0} = 10^{\left(\frac{MCP}{Const.}\right)} \cdot Int_{MCP} \quad (2.3)$$

mit	$Int_{MCP,0}$	Interpolierte Intensität bei MCP-Gain = 0
	$MCP$	Bei Messung verwendeter Wert für MCP-Gain (0 ... 50)
	$Const.$	Konstante
	$Int_{MCP}$	Gemessene Intensität bei MCP-Gain $\neq 0$

Anhand der Gleichung (2.3) lassen sich die für unterschiedliche MCP-Gain-Werte gemessenen Signal-Intensitäten  $Int_{MCP}$  leicht auf einen anderen Wert von beispielsweise  $MCP = 0$  normieren. Hierzu können entsprechend den eingezeichneten Geraden (Fits) folgende Werte für die Konstante in der Gleichung herangezogen werden:

- |     |                 |     |                         |
|-----|-----------------|-----|-------------------------|
| (a) | $Const. = 15$   | für | $0 \leq MCP \leq 27,5$  |
| (b) | $Const. = 22,5$ | für | $27,5 \leq MCP \leq 50$ |
| (c) | $Const. = 18,4$ | für | $0 \leq MCP \leq 50$    |

Bei der Umrechnung über die Fits mit den blauen Geraden und den Konstanten (a) und (b) ist darauf zu achten, dass diese nur für den entsprechenden Wertebereich gelten. Das heißt, dass die direkte Umrechnung von Intensitäten aus dem MCP-Gain-Bereich  $> 27,5$  auf den Wert  $MCP = 0$  mit der Konstante (b) einen nicht korrekten Wert liefert. Hier muss mit Hilfe der ermittelten Intensität  $Int_{MCP,0}$  für  $MCP = 0$  zunächst die Intensität  $Int_{MCP}$  bei  $MCP = 27,5$  durch Umstellung der Gleichung (2.3) berechnet werden. Dieser Wert bildet die Schnittstelle zwischen den beiden Fits (a) und (b). Mittels der errechneten Intensität für  $MCP = 27,5$  lässt sich somit die exakte Intensität bei  $MCP = 0$  durch Verwendung des Fits (a) für MCP-Gain-Werte  $< 27,5$  ermitteln.

In den Auswertungen dieser Arbeit beziehen sich die Intensitäten der gemessenen Signale immer auf den Wert  $MCP = 0$ . Zur Gewährleistung einer möglichst hohen Genauigkeit sind hierbei immer die Fits (a) und (b) mit den entsprechenden Konstanten für die Umrechnung mittels der Gleichung (2.3) herangezogen worden.

#### 2.2.4 Messtechnische Fehler (-Korrektur) / Shading-Korrektur

Zur korrekten Messung eines zeitaufgelösten PL-Signals mittels einer Streak-Kamera sind diverse systembedingte Messfehler zu berücksichtigen. Diese haben ihre Ursache in Inhomogenitäten des Abbildungssystems innerhalb der Streak-Kamera (Optiken, MCP, Phosphor-Schirm, ...), im Dunkelrauschen des CCD-Chips und der geometrischen Ablenkung der Elektronen innerhalb der *Sweep-Unit*. All diese Fehler lassen sich über die Steuerungs-Software der Streak-Kamera korrigieren. Das Dunkelrauschen des CCD-Chips wird über die Subtrahierung eines gemessenen Hintergrundbildes (*Background subtraction*) korrigiert. Auch in die Streak-Kamera eingekoppeltes Streulicht kann über diese Funktion leicht aus dem zu messenden Signal herausgerechnet werden. Darüber hinaus eignet sich diese Funktion zum Abzug eines je nach Anwendung vorhandenen Offset-Signals. Dieser Fall tritt beispielsweise bei der PL-Analyse einer elektrisch betriebenen LED auf, bei der das zeitlich konstante EL-Signal der LED vom PL-Signal separiert und abgezogen werden muss. Beim sog. „Curvature“-Fehler kommt es bei der Ablenkung der Elektronen innerhalb der Streak-Kamera zu einer zeitlichen Verkrümmung des abgebildeten Spektrums auf der

horizontalen Achse. Dieser Fehler ist bei der Messung von PL-Signalen mit sehr kurzer Lebensdauer dominant und beeinflusst das Messergebnis insbesondere bei der Auswertung von spektral breiten Signalen, welche den Chip auf der horizontalen Achse komplett ausleuchten. Im Rahmen dieser Arbeit ist dieser Fehler vernachlässigbar und nicht weiter berücksichtigt, so dass aufgrund der Komplexität seiner Entstehung für weitere Details auf weiterführende Literatur verwiesen wird [154], [155].

Als sog. „*Shading*“-Fehler werden alle Messfehler bezeichnet und zusammengefasst, welche durch Inhomogenitäten des kompletten Abbildungssystems innerhalb der Streak-Kamera zustande kommen. Hierzu zählen lokal unterschiedliche Sensitivitäten der CCD-Pixel und des Phosphor-Schirms, welche das Bild auf der CCD-Kamera hinsichtlich der örtlichen Intensität verfälschen. Auch eine lokal variierende Verstärkung der MCP-Einheit und Inhomogenitäten der integrierten Optiken führen zu Messfehlern. Im zeitlichen Bereich kann eine leichte Nichtlinearität der *Sweep-Unit* bzw. des Ablenksystems einen Messfehler bei der Ablenkung der Elektronen auf der Zeitachse verursachen. Insbesondere bei der Messung von PL-Zerfällen mit langer Lebensdauer ( $\tau > \text{Messbereich}$ ) ist der Einfluss dieses Fehlers dominant. Somit spielt dieser Effekt eine große Rolle bei den Messungen an den in dieser Arbeit untersuchten III-N-Schicht-LEDs, welche Lebensdauern im Bereich einiger zehn bis hundert Nanosekunden aufweisen. Aufgrund dessen sei im Folgenden die Korrektur dieses Fehlers, die sog. *Shading-Korrektur* detailliert erläutert.

Der *Shading*-Fehler in Messsignalen kann durch die Aufnahme einer zeitlich unabhängigen Lichtquelle korrigiert werden. Hierbei ist wichtig, dass die kontinuierlich zu betreibende Lichtquelle spektral eine nahezu homogene Intensitätsverteilung aufweist, so dass der Phosphorschirm bzw. der CCD-Chip sowohl auf der horizontalen als auch der vertikalen Achse homogen ausgeleuchtet wird. Dazu eignet sich z.B. die Emission einer Glühlampe, deren spektrale Intensitätsverteilung in einem ausreichend schmalen Wellenlängenbereich als nahezu konstant angesehen werden kann. Die folgende Abbildung 2.7 zeigt eine zeitaufgelöste Messung einer Glühlampe im Wellenlängenbereich von 743 nm bis 757 nm [156].

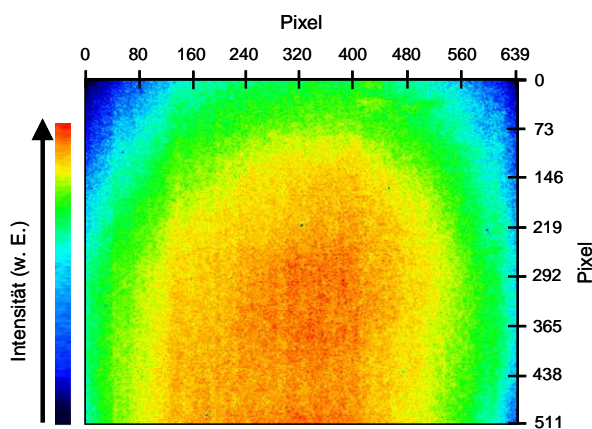


Abbildung 2.7: Mit 1200-er Strich-Gitter gemessene Streak-Aufnahme einer Glühlampe in einem Zeitbereich von 0 - 2095 ps als Referenzmessung für die *Shading-Korrektur*.

In der Abbildung 2.7 ist die Intensität über die Pixel des CCD-Chips in horizontaler und vertikaler Richtung dargestellt. Zur Verringerung der spektralen Auflösung ist bei der Messung der Durchmesser des Eintrittsspalts am Monochromator auf den maximalen Wert von 2 mm eingestellt worden. Obwohl die Intensität der Lichtquelle in dem gewählten Spektralbereich nahezu konstant ist, wird eine deutliche Intensitätsverteilung über die CCD-Chip-Fläche gemessen. Dabei ist die Intensität im Zentrum am höchsten und nimmt zu den Randbereichen in horizontaler Richtung und zum oberen Randbereich in vertikaler Richtung ab. Diese Intensitätsverteilung entspricht dem *Shading*-Fehler. Zur Berücksichtigung dieses Fehlers ist in der Software eine *Shading*-Korrektur implementiert, welche gemäß der Streak-Kamera-Anleitung nach der folgenden Gleichung das Messsignal mit dem *Shading*-Referenz-Bild pixelweise verrechnet.

$$I_K(n_x, n_y) = I_M(n_x, n_y) \cdot \frac{Const.}{I_S(n_x, n_y)} \quad (2.4)$$

mit	$I_K(n_x, n_y)$	<i>Shading</i> -korrigierte Intensität im Pixel $(n_x, n_y)$
	$I_M(n_x, n_y)$	Gemessene Intensität im Pixel $(n_x, n_y)$
	$I_S(n_x, n_y)$	Intensität im Pixel des <i>Shading</i> -Referenz-Bildes

Die Gleichung (2.4) beschreibt die Korrektur eines gemessenen Bildes über die in den einzelnen Pixeln des CCD-Chips detektierte Intensität. Dabei entspricht  $I_M(xy)$  der Intensitätsverteilung des nicht korrigierten Signals über die Chipfläche.  $I_S(xy)$  repräsentiert die Intensität des *Shading*-Referenz-Bildes (gemäß Abbildung 2.7) für jeden einzelnen Pixel. Gemäß der Gleichung wird das *Shading*-korrigierte Bild ( $I_K(xy)$ ) durch die Multiplikation des gemessenen Signals mit einem Quotienten, bestehend aus einer Konstante *Const.* und dem *Shading*-Referenz-Image, erhalten. Die Konstante ist hierbei frei wählbar und kann durch den Benutzer im Rahmen der Kontrasteinstellung innerhalb der Streak-Software festgelegt werden. In der Regel wird  $Const. = (I_S(xy))_{max}$  gesetzt, so dass die maximal detektierte Intensität des nicht korrigierten Bildes den Wert beibehält, während die Intensitätswerte zu den Rändern aufgrund der Korrektur zunehmen. Die mit der *Shading*-Korrektur einhergehende Intensitätszunahme geht somit mit dem inversen *Shading*-Referenz-Bild aus Abbildung 2.7 einher.

## 2.3 Photoelektrische Analyse

Zusätzlich zur optischen Analyse der mittels eines Lasers oder elektrischen Spannung erzeugten Lumineszenz bietet die Untersuchung photoelektrischer Eigenschaften einen weiteren Einblick in die physikalischen Mechanismen der zu untersuchenden



Strukturen. Durch Erfassung eines durch Belichtung erzeugten Photostroms oder einer Photospannung können interne elektrische Felder untersucht werden, welche z.B. durch einen lokalen *pn*-Übergang oder einen Schottky-Kontakt verursacht werden und eine örtliche Trennung der optisch generierten Ladungsträger bewirken. Durch Anlegen einer externen Spannung können zusätzlich in der Struktur vorhandene elektrische Felder verstärkt oder abgeschwächt werden. Somit ist ein direkter messtechnischer Zugriff auf feldverursachte physikalische Mechanismen gegeben und damit deren gezielte Untersuchung möglich.

### 2.3.1 I-U-Kennlinien im belichteten Zustand

Zur Messung eines optisch erzeugten Stroms bzw. einer Spannung bei verschiedenen Umgebungstemperaturen von Raumtemperatur bis herab zu 7 K können Proben mit dem am Messplatz verwendeten Kryostaten durch integrierte Kabel kontaktiert werden. Für Experimente ausschließlich bei Raumtemperatur ist zur Vereinfachung eine zusätzliche Probenhalterung am Messplatz integriert, welche ersatzweise zum Kryostaten an entsprechender Stelle positioniert wird. Im Gegensatz zum Kryostaten können mit der zusätzlichen Halterung Proben ohne jegliche Einschränkung hinsichtlich ihrer geometrischen Abmessungen untersucht werden.

Wie bei der zeitintegrierten EL-Analyse (siehe Absatz 2.2.1) sind die photoelektrischen Untersuchungen mit Hilfe eines Ein-Kanal-Source-Meters durchgeführt worden. Dabei können über eine Software<sup>1</sup> *I-U*-Kennlinien automatisiert gemessen werden. Die folgende Abbildung 2.8 zeigt exemplarisch *I-U*-Kennlinien einer LED, welche am Messplatz aus Abbildung 2.1 gemessen sind. Die Spannung ist hier automatisch in 40 mV-Schritten variiert und der jeweilige Strom mit einer Integrationszeit von 100 ms gemessen worden.

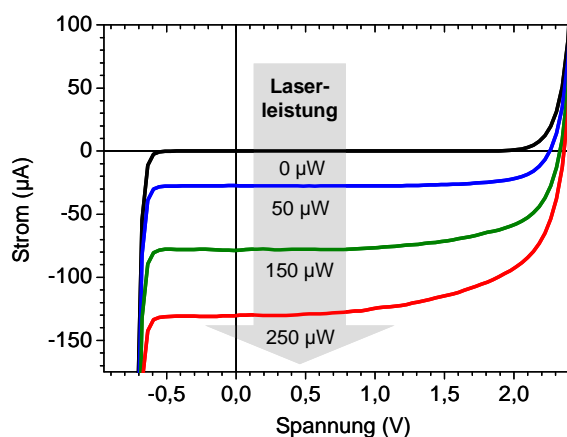


Abbildung 2.8: *I-U*-Kennlinie einer LED mit einer in Sperrrichtung parallel geschalteten ESD-Schutzdiode bei Belichtung mit variabler Laserleistung und einer Anregungswellenlänge von 400 nm. Die Kennlinienmessung ist automatisch bei Raumtemperatur innerhalb des Kryostaten gemessen.

<sup>1</sup> Labtracer

Die verschiedenen Kennlinien in der Abbildung 2.8 sind bei fokussierter Belichtung der LED mit unterschiedlicher Anregungsleistung gemessen worden. Die Kennlinien zeigen den typischen Verlauf einer Diode, deren Kennlinie bei Erhöhung der Beleuchtungsintensität auf der Stromachse in negativer Richtung verschoben wird. Bei einem Spannungswert von 0 V kann hier der jeweilige Photostrom  $I_{ph}$  bzw. der Kurzschlussstrom  $I_K$  abgelesen werden, während die Spannung bei einem Stromwert von 0 A der Leerlaufspannung  $U_{OC}$  entspricht.

$I$ - $U$ -Kennlinien-Messungen erlauben bei variabler Belichtung Diskussionen zu spannungs- bzw. feldabhängiger Photostromerzeugung. Zum Anderen lassen sich photovoltaische Kenngrößen, wie etwa der Füllfaktor oder die Effizienz ableiten. Mechanismen zur feldabhängigen Photostromerzeugung werden im Rahmen optischer Untersuchungen an blau-emittierenden Schicht-LEDs in Kapitel 3 diskutiert. Photovoltaische Kenngrößen werden in Kapitel 5.3.5 bei der Untersuchung axial dotierter GaAs-Nanodrahtdioden aus den Kennlinien extrahiert.

### 2.3.2 Analyse einer Diode im Leerlauf und Kurzschluss

Aus den  $I$ - $U$ -Kennlinien (siehe Abbildung 2.8) wird deutlich, dass bei Belichtung einer LED im Leerlauf mit  $I = 0$  A eine optisch generierte Spannung bzw. eine Photospannung über diese abfällt. Im Fall einer kurzgeschlossenen Diode können die optisch erzeugten Ladungsträger über den Photostrom abfließen ( $U = 0$  V). Das Prinzip hinsichtlich der beiden Fälle Leerlauf und Kurzschluss ist in der folgenden Abbildung 2.9 dargestellt. Hier ist jeweils ein vereinfachtes Schaltbild der Diode für den jeweiligen Fall bzw. die Versuchsanordnung zu sehen. Zusätzlich sind vereinfachte Bänderdiagramme der belichteten Diode skizziert.

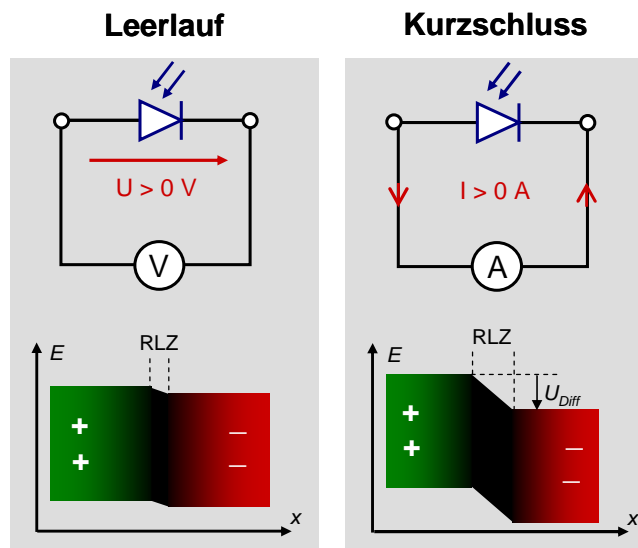


Abbildung 2.9: Prinzip der Diode im Fall Leerlauf (links) und im Fall Kurzschluss (rechts). Oben ist jeweils ein vereinfachtes Schaltbild für die Fälle skizziert, während unten die qualitative Auswirkung der optisch induzierten Ladungsträger auf das vereinfachte Bänderdiagramm der Diode dargestellt ist.

Anhand der skizzierten Banddiagramme der Diode wird deutlich, dass die äußere Schaltung Einfluss auf das interne Feld im Bereich des  $pn$ -Übergangs bzw. der Raumladungszone (RLZ) der Diode hat. So wird im Leerlauf-Fall die Diffusionsspannung  $U_{Diff}$  des internen Feldes durch die äußere Photospannung abgebaut, so dass die Bandverbiegung im Bereich der RLZ flacher wird. Im Kurzschluss-Fall wird keine äußere optisch induzierte Spannung aufgebaut, so dass  $U_{Diff}$  und die Bandverbiegung erhalten bleiben. Jedoch gilt dies nur für eine ideale Diode. Im realen Fall kann auch im Kurzschluss durch parasitäre Bahnwiderstände der Diode ein erhöhter Photostrom zu einem Spannungsabfall führen, welcher auch hier zu einer Abflachung der Bänder führen kann.

Die Beschreibung der beiden Fälle zeigt, dass mittels der gezielten Schaltung einer LED die Möglichkeit gegeben ist, das elektrische Feld im optisch aktiven Bereich messtechnisch zu beeinflussen. Somit können auf Basis dieser beiden experimentellen Varianten physikalische Prozesse in direkter Abhängigkeit zum Feld am  $pn$ -Übergang gemessen und analysiert werden. Insbesondere bei der optischen Untersuchung der Niederinjektionsverluste von Schicht-LEDs in Kapitel 3 ist die experimentelle Abhängigkeit zwischen den Fällen Leerlauf und Kurzschluss von zentraler Bedeutung.

## 2.4 Messplatz zur EL-Analyse von nicht gebondeten Proben

Im vorangegangenen Abschnitt 2.3 ist die experimentelle Methode zur photoelektrischen Untersuchung von Proben beschrieben, welche entsprechende Kontakte zum direkten Anschluss eines Kabels über eine Lötverbindung aufweisen, so dass ein elektrischer Zugang zur Probe relativ trivial ist.

Das Fehlen eines äußeren elektrischen Kontaktes bei einer zwar mit Kontakt-Pads versehenen, aber nicht gebondeten Probe gestaltet sich an einem optischen Messplatz dagegen schwierig. Zu diesem Zweck ist ein zusätzlicher Aufbau entwickelt und am Messplatz integriert worden, an welchem der elektrische Zugang zu den Kontaktpads einer Probe über Messspitzen realisiert werden kann. Somit besteht die Möglichkeit auch nicht gebondete Proben elektrisch anzuregen und deren EL spektral aufgelöst zu messen und zu analysieren.

Die folgende Abbildung 2.10a veranschaulicht schematisch den Aufbau zur Messung der EL mit Hilfe von Messspitzen. Hier ist exemplarisch die Kontaktierung einer Probe skizziert, welche zwei Kontakt-Pads aufweist. In der Abbildung 2.10b ist eine Fotografie des Aufbaus zu sehen, welche die an die Mikromanipulatoren befestigten Messspitzen zeigt und den zum Tisch vertikal angeordneten Aufbau des entsprechenden Halterungssystem und der Probe.

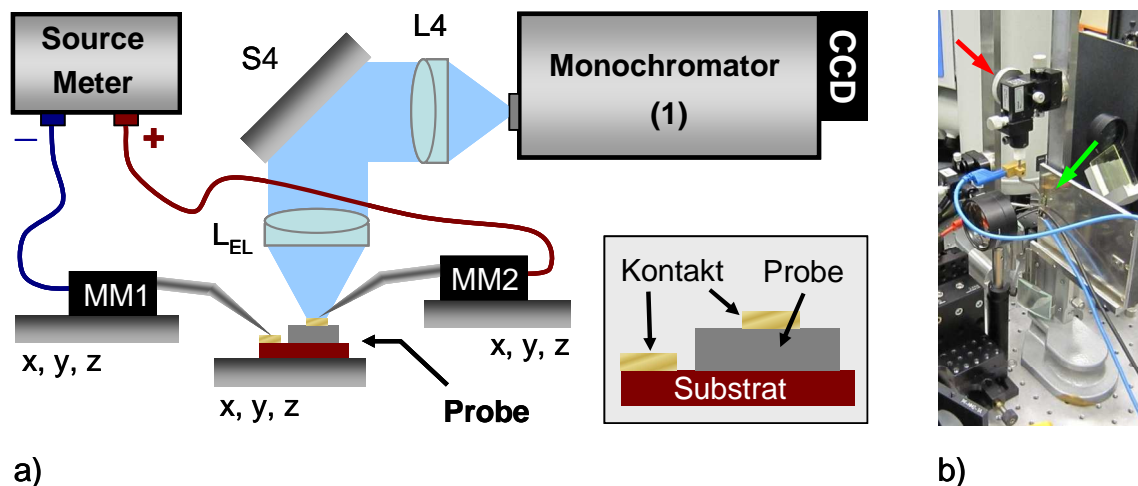


Abbildung 2.10: a) Schematischer Aufbau zum elektrischen Anschluss und spektralen EL-Analyse einer nicht gebondeten Probe. (b) Fotografie der Messspitzen an den Mikromanipulatoren und der zum Tisch vertikal gerichteten Halterung.

Wie in der Abbildung 2.10a zu sehen ist, wird die Probe über zwei Kontaktpads (hier Substrat und Topkontakt) mit Hilfe von Messspitzen kontaktiert. Die Messspitzen sind über Mikromanipulatoren (MM1) und (MM2) mit einer Genauigkeit von bis zu 10  $\mu\text{m}$  positionierbar. Das Anlegen einer Spannung an die Probe und die zeitgleiche Messung des eingepprägten Stroms erfolgt bei dem Aufbau mit einem 1-Kanal-Source-Meter.

Die ausgesendete Elektrolumineszenz tritt im Bereich des Topkontaktes divergent aus der Probe aus und wird von der Linse  $L_{\text{EL}}$  ( $f_L = 75 \text{ mm}$ ) optisch eingesammelt und anschließend über den Spiegel S4 mit der Linse  $L_4$  ( $f_L = 200 \text{ mm}$ ) in den Monochromator (1) fokussiert. Zur idealen Ausrichtung der Probe auf das Detektionssystem bzw. die Linse  $L_{\text{EL}}$  ist die Probe auf einem beweglichen Trägersystem montiert. Dabei kann die Probe in alle drei Raumrichtungen mit einer Genauigkeit von bis zu 10  $\mu\text{m}$  positioniert werden. Die ideale Ausrichtung gewährleistet dabei eine maximal hohe Einkopplung der EL in den Monochromator. Die entwickelte Methode zur optimalen EL-Einkopplung in das Detektionssystem wird im Abschnitt 4.3.2 am Beispiel einer untersuchten nichtkontaktierten Nanodraht-LED beschrieben.

In der Fotografie in Abbildung 2.10b ist die Anordnung der zum Tisch vertikal angebrachten Mikromanipulatoren (roter Pfeil), die verkabelten Messspitzen und die Probe (Grüner Pfeil) an der entsprechenden Halterung zu sehen. Die vertikale Befestigung der Mikromanipulatoren ist lediglich über eine magnetische Verbindung zu zwei auf dem Tisch stehenden Schienen realisiert. Die Magnete der Mikromanipulatoren sind dabei so stark, dass die magnetische Halterung ausreichend stabil ist.

### 3 Verlustmechanismen in III-N-Schicht-LEDs

In diesem Kapitel werden auf Basis optischer Messungen mit spektraler und zeitlicher Auflösung Verlustmechanismen einer blau-emittierenden Hochleistungs-LED untersucht. Dabei erlaubt insbesondere die zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie einen Einblick in Ladungsträgerdynamiken innerhalb der LED. So können über Messreihen in Abhängigkeit der Temperatur und der Anregungsleistung Rekombinationsmechanismen der Ladungsträger und nichtstrahlende Verluste durch die Analyse von Zerfallskurven dargestellt und untersucht werden. Photoelektrische Messungen vervollständigen das Bild, in dem elektronische Eigenschaften der LED, wie die Diffusionsspannung oder der Verlauf der elektronischen Bandstruktur direkt beeinflusst und Ladungsträgerströme nachgewiesen werden können. Zunächst werden in einem Abschnitt die nach heutigem Literaturstand diskutierten Effizienz limitierenden Verlustmechanismen von InGaN/GaN-basierten LED-Strukturen im Nieder- und Hochinjektionsbereich beschrieben. Nach der anschließenden Einführung und grundlegenden Beschreibung der untersuchten LEDs werden deren elektrische und optische Charakteristika am Beispiel einer selektierten LED vertieft beschrieben, bevor die Verlustmechanismen mit Fokus auf den Niederinjektionsbereich auf Basis diverser Messreihen anhand von theoretischen Modellen diskutiert wird.

#### 3.1 Effizienz limitierende Verlustprozesse in III-N-LEDs

Verluste werden in LEDs durch nichtstrahlende oder auch parasitäre strahlende Rekombinationsmechanismen verursacht. Diese Prozesse limitieren die Performance bzw. die Effizienz einer LED, welche sich im Allgemeinen durch die externe Quanteneffizienz  $\eta_{ext}$  beschreiben lässt. Diese ist die Summe aus der Ladungsträgerinjektionseffizienz  $\eta_{inj}$ , der internen Quanteneffizienz  $\eta_{IQE}$  zur Umwandlung der Ladungsträger in optische Strahlung und der Auskopplungseffizienz der optischen Strahlungsleistung  $\eta_{LEC}$  [10].

$$\eta_{ext} = \eta_{inj} + \eta_{IQE} + \eta_{LEC} \quad (3.1)$$

Sowohl  $\eta_{inj}$  als auch  $\eta_{LEC}$  lassen sich durch verbesserte Bauelement-Designs, wie z.B. optimierte Kontakt-Layouts, Oberflächentexturierung und epitaktische Spiegelschichten optimieren [10]. Die IQE repräsentiert das Verhältnis aus strahlender und nichtstrahlender Rekombination von in die optisch aktive Zone injizierten Ladungsträgern. Gemäß dem weit verbreiteten ladungsträgerdichteabhängigen ABC-Modell lässt sich die IQE über den folgenden Zusammenhang ausdrücken [13], [147]:

$$\eta_{IQE} = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3} \quad (3.2)$$

Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 1.3.2 repräsentieren  $An$  die nichtstrahlende Rekombination über Defekte (SRH-Rekombination) und  $Cn^3$  die Auger-Rekombination, während die strahlende Rekombination über den Ausdruck  $Bn^2$  definiert wird. Zur Beschreibung deutlich steigender Verluste im Hochinjektionsbereich berücksichtigen einige Veröffentlichungen [12], [13], [157], [158] einen zum Auger-Prozess zusätzlichen Verlustmechanismus. Dabei werden im Fall sehr hoher Injektionsströme Elektronen nicht im MQW eingefangen und transmittieren zum  $p$ -dotierten Gebiet, wo sie verloren gehen. Dieser Verlustprozess wird in der Literatur meistens unter den Begriffen „Overflow“ [14] und „Carrier leakage“ oder „Electron leakage“ [12], [13] diskutiert [2]. Wird ein solcher Verlust berücksichtigt, so kann dieser durch einen zusätzlichen Term, z.B.  $f(n)$  nach [158] beschrieben werden, so dass die Gleichung (3.2) durch diesen Term im Nenner entsprechend ergänzt werden kann.

$$\eta_{IQE} = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3 + f(n)} \quad (3.3)$$

Die folgende Abbildung 3.1 veranschaulicht die Prozesse anhand einer vereinfachten und für LEDs typischen Bandstruktur, in welche die Rekombinationsprozesse und die Ladungsträgerströme der Elektronen (rot) und Löcher (blau) eingezeichnet sind [12].

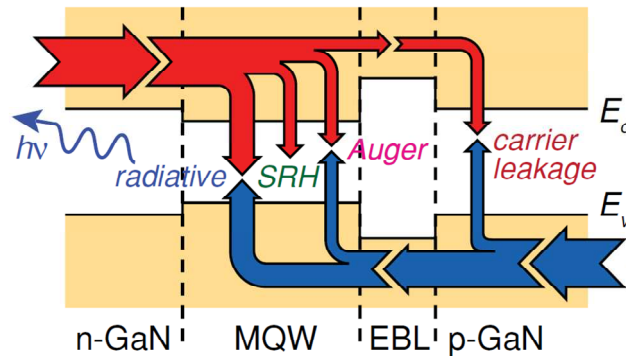


Abbildung 3.1: Schematische energetische Bandstruktur einer III-N-MQW-LED. Die Ströme der Elektronen und Löcher sind über rote und blaue Pfeile gekennzeichnet. Eingezeichnet sind die verschiedenen Prozesse der nichtstrahlenden Rekombination durch SRH, Auger und Electron bzw. Carrier leakage sowie der strahlenden Rekombination für eine n-GaN/MQW/EBL/p-GaN-LED-Struktur. Die EBL-Schicht entspricht einem hochenergetischen Halbleiter zur Blockierung der injizierten Elektronen.  $E_C$  und  $E_V$  entsprechen der Leitungsbandunterkante und der Valenzbandoberkante. [12]

Neben der  $n$ -dotierten und  $p$ -dotierten Region sowie dem optisch aktiven MQW ist hier eine EBL-Schicht eingezeichnet, welche aus einem hochenergetischen Halbleiter wie typischerweise AlGaIn besteht [13]. Sie dient zur Blockierung der injizierten

Elektronen. Dennoch tritt im Hochinjektionsbereich ein parasitärer *Carrier leakage* auf, welcher im Wesentlichen durch einen Elektronenfluss zur *p*-dotierten Region bestimmt wird. Der Prozess tritt zusätzlich zur Auger-Rekombination auf. Der Einfluss der nach dem ABC-Modell verlustbehafteten IQE auf die optische Strahlungsleistung zeigt sich deutlich bei Auftragung der Emissionsintensität über die injizierte Stromdichte. Exemplarisch für eine grüne LED illustriert die folgende Abbildung 3.2 sehr anschaulich den Einfluss unterschiedlicher Effizienzen in Abhängigkeit der injizierten Ladungsträgerdichte. Hier ist die optische Strahlungsleistung über die Stromdichte  $J$  aufgetragen.

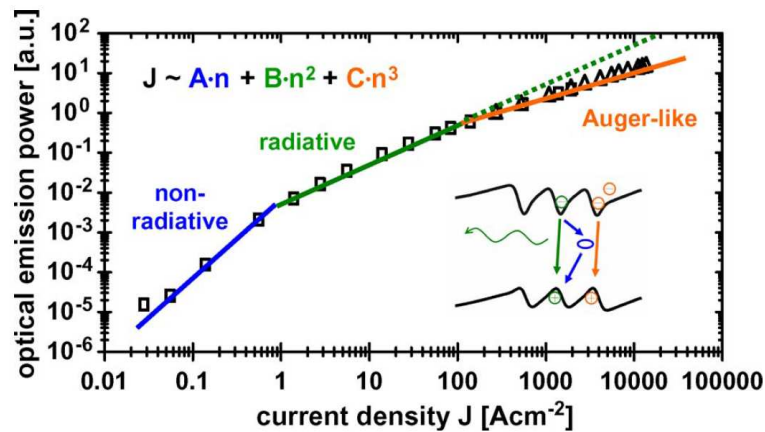


Abbildung 3.2: Optische Strahlungsleistung einer grünen LED aufgetragen über die eingetragte Stromdichte. Eingezeichnet sind hier die unterschiedlichen Betriebsbereiche, in denen die Effizienz der LED durch die strahlenden und nichtstrahlenden Prozesse beeinflusst wird. Die eingetragene Skizze veranschaulicht die Rekombinationsprozesse. [10]

Die drei Bereiche, in denen jeweils die nichtstrahlende SRH-Rekombination ( $An$ ), die strahlende Rekombination ( $Bn^2$ ) und die nichtstrahlende Rekombination bei Hochinjektion ( $Cn^3$ ), hier Auger-Rekombination, dominant sind, lassen sich anhand der Steigungen eindeutig identifizieren. So überwiegt in diesem Beispiel für Stromdichten bis zu  $1 \text{ A/cm}^2$  die SRH-Rekombination, während nach einem sehr effizienten Bereich strahlender Rekombinationsprozesse bis  $100 \text{ A/cm}^2$  der Effizienz-Droop der LED aufgrund von Auger-Prozessen einsetzt. Eine erhöhte LED-Performance bzw. hohe Werte für die IQE lassen sich gemäß dem ABC-Modell somit für geringe Koeffizienten  $A$  und  $C$  erreichen, welche sich durch Minimierung der entsprechenden SRH- und der Auger-Rekombination erzielen lassen. Darüber hinaus muss der parasitäre *Electron leakage* bei Hochinjektion reduziert werden.

### 3.1.1 Verluste im Hochinjektionsbereich

In der Literatur werden diverse physikalische Ursachen für die Verringerung der IQE im Hochinjektions- bzw. *Droop*-Bereich von III-N-LEDs diskutiert [2], [11], [12], [13].

Üblicherweise treten diese Verluste dabei für Stromdichten oberhalb von  $10 \text{ A/cm}^2$  auf [11].

Als Ursache werden z.B. *lokalisierte Ladungsträger* im QW diskutiert, welche sich aus lokalen Fluktuationen der In-Konzentration oder variierender QW-Dicke ergeben und zu örtlich getrennten, in lokalen Energieminima lokalisierten Elektron-Loch-Paaren führen [159]. Diese Ladungsträger sind zu nichtstrahlenden Rekombinations-Zentren (Defekte) oft abgeschirmt, so dass deren Rekombinationsdauer sehr lang ist. Erst bei hohen Ladungsträgerdichten und somit delokalisierten Ladungsträgerpaaren nimmt die Rekombinationsrate über derartige Defektzustände zu und trägt zum Effizienz-*Droop* bei [12], [159].

Hauptsächlich werden darüber hinaus neben schlechter Lochinjektion und einem parasitären Elektronenverlust vom optisch aktiven MQW in die *p*-dotierte Region [12], [13], [14], [15], Auger-Mechanismen im MQW als wesentliche Ursachen für den typischen Effizienzeinbruch im Hochinjektionsbereich diskutiert [2], [10], [21], [22], [24], [145], [147], [160]. Der *Electron leakage* tritt zusätzlich zur Auger-Rekombination auf und trägt zum *Droop* bei [13]. Er resultiert aus einem nicht effizienten Ladungsträgereinfang im QW und einer nicht 100%-igen Blockierung der in den MQW injizierten Elektronen durch die EBL-Schicht [11], [12], [13]. Gleichzeitig stellt die EBL-Schicht meist eine Potentialbarriere für Löcher dar, so dass die Lochinjektion in den MQW erschwert wird und zusätzlich Löcher bereits in der *p*-dotierten Schicht mit parasitär injizierten Elektronen nichtstrahlend rekombinieren können [12], [13]. Gemäß der zitierten Literatur wird der Auger-Prozess durch das Überangebot von Ladungsträgern (insbesondere von Elektronen) im MQW gefördert [21], [22], welche für hohe Lichtausbeuten notwendig sind. Dabei resultiert die hohe Konzentration von Elektronen im MQW aus der 1) höheren Mobilität von Elektronen gegenüber Löchern, 2) der reduzierten Rekombinationsrate im polarisierten MQW und 3) der limitierten Lochinjektion.

### 3.1.2 Verluste im Niederinjektionsbereich

Für kleine Ladungsträgerdichten ist die nichtstrahlende Rekombination über Defekte, die SRH-Rekombination (siehe Abschnitt 1.3.3) dominant und stellt den wesentlichen Verlustmechanismus dar [24], [23]. Für erhöhte Raten verringert diese den maximal erreichbaren Spitzenwert der IQE der LED [12] und verschiebt darüber hinaus den Effizienz-*Droop* zu niedrigeren Stromdichten [25]. In herkömmlich *c-plane* gewachsenen III-N-LED-Strukturen liegen aufgrund von wachstumsbedingten Verspannungen kristalline Defekte in Form von linearen Versetzungen oder sog. „*Threading dislocations*“ (TDs) typischerweise in hoher Dichte ( $10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ) vor [2]. Diese sind bekannt, sehr effiziente nichtstrahlende Rekombinations-Zentren zu bilden [161]. Ebenso treten intrinsische oder durch Verunreinigung verursachte Punktdefekte



auf, welche eine effiziente nichtstrahlende oder auch strahlende Rekombination hervorrufen können [148].

Trotz der typischerweise hohen Dichte von TDs oder Punktdefekten scheinen die Ladungsträger von diesen nichtstrahlenden Rekombinations-Zentren in der Regel abgeschirmt zu sein [162], so dass III-N-Strukturen dennoch relativ hohe IQE erreichen können [2]. Als Ursache für die Abschirmung werden dabei In-Fluktuation und hieraus resultierende *lokalisierte Ladungsträger* [163], [164] oder Potentialbarrieren aufgrund von vorhandenen V-Defekten [96] diskutiert. Dennoch werden TDs als mögliche Wege für Kriechströme im Niederinjektionsbereich verantwortlich gemacht [165], welche wiederum nichtstrahlende Verluste [12], [166] oder parasitäre strahlende Emissionen [165] zur Folge haben können. So wird für eine grüne InGaN/GaN-LED bei kleinen Vorwärtsspannungen lokal eine gelbe Defektemission beobachtet, welche auf Rekombination über sub-Mikrometer große Defekte zurückgeführt wird, welche innerhalb der optisch aktiven Zone in den Barrieren lokalisiert sind [165].

Es ist bekannt, dass Punktdefekte in GaN in hoher Quantität auftreten und neben nichtstrahlender Rekombination zu einer breiten Variation parasitärer strahlender Emissionen führen können [167]. Ein Zusammenhang zwischen TD-Dichte und einem hierdurch verursachten Einbau von Punktdefekten wird auch in einer Publikation von *A. Armstrong et al.* hergestellt [168]. Dabei wird angenommen, dass der innerhalb oder nahe der optisch aktiven Zone lokalisierte Defekt zu nichtstrahlenden Verlusten führt und die LED-Effizienz limitiert. Andere Untersuchungen an blauen InGaN/GaN-LEDs suggerieren, dass für hohe TD-Dichten defekt-unterstützte Tunnelströme über TDs oder auch V-Defekte nichtstrahlende Verluste hervorrufen, während für kleine TD-Dichten SRH-Rekombination über Punktdefekte den dominanten Verlustmechanismus darstellt [166]. Quantitativere Analysen von *M. Meneghini et al.* an blauen InGaN/GaN-LEDs weisen darauf hin, dass nichtstrahlende SRH-Rekombination über einen durch wahrscheinlich native Defekte [169] hervorgerufenen Punktdefekt mit einer Aktivierungsenergie von 0,7 eV stattfindet [25]. Dabei wird der Defekt innerhalb oder nahe der aktiven Region im *n*-dotierten Bereich vermutet und ist möglicherweise als Komplex entlang von TDs angeordnet.

### 3.2 Charakterisierung der blauen InGaN/GaN-LEDs

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden zunächst die untersuchten Hochleistungs-LEDs hinsichtlich ihres strukturellen / epitaktischen Aufbaus und der mechanischen sowie elektrischen Integration des LED-Chips in ein Gehäuse beschrieben. Im Anschluss werden grundlegende Charakteristika der untersuchten LEDs, wie deren EL-Spektren und *I-U*-Kennlinien dargestellt. Im Rahmen dessen werden ebenfalls *I-U*-Kennlinien diskutiert, welche bei gleichzeitiger optischer Anregung durch einen fokussierten Laser gemessen sind.

### 3.2.1 Struktureller Aufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten LEDs basieren auf kommerziell erhältlichen Hochleistungs-LEDs der Firma „OSRAM Opto semiconductors GmbH“. Dabei sind die LEDs in ein SMD (*Surface mounted device*)-Gehäuse eingefasst und weisen Emissionen im blauen Spektralbereich mit Wellenlängen um die 450 nm auf. In der folgenden Abbildung 3.3 ist in a) der schematische Aufbau der SMD-LED skizziert, während in b) ein Foto und in c) eine Lichtmikroskop-Aufnahme zu sehen ist, welche den gebondeten LED-Chip und die parallel geschaltete Schutzdiode zeigen.

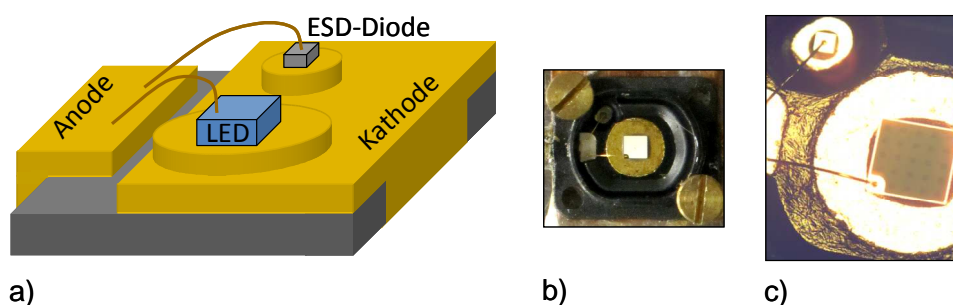


Abbildung 3.3: a) Schematischer Aufbau der SMD-LED. b) Foto der mittels Schrauben fixierten SMD-LED. c) Lichtmikroskop-Aufnahme der SMD-LED mit parallel geschalteter ESD-Schutz-Diode. In der Mitte befindet sich der LED-Chip, während oben-links die Oberfläche der ESD-Schutz-Diode zu sehen ist.

Anhand des schematischen Aufbaus in a) ist zu sehen, dass die SMD-LED mit einem LED-Chip und einer parallel geschalteten ESD- (*Electrostatic discharge*) Schutz-Diode bestückt ist, die die LED vor Schäden aufgrund elektrostatischer Entladungen [170] und externer Verpolung schützen soll. Üblicherweise werden von den führenden Herstellern zu diesen Zwecken Si-Zener-Dioden (bzw. Z-Dioden) eingesetzt, welche die LED effektiv vor Überlastung durch Spannungsspitzen schützt. Der über einen Bond-Draht verbundene Top-Kontakt der LED entspricht der Anode, während die Chip-Unterseite die Kathode der LED bildet. Der Kontakt zum Substrat dient hier ebenfalls als Wärmesenke, so dass die im Betrieb der LED entstehende Temperatur abgeführt werden kann. Auf dem Foto in Abbildung 3.3b ist der weiß reflektierende quadratische LED-Chip zu sehen, welcher im Zentrum eines schwarzen Kunststoff-Gehäuses auf einer runden metallischen Oberfläche aufgeklebt ist. Das Gehäuse ist hierbei auf einen speziell angefertigten Cu-Träger aufgeschraubt, so dass die LED in den am optischen Messplatz befindlichen Kryostaten (siehe Abbildung 2.1) eingebaut werden kann. Für die Untersuchungen dieser Arbeit ist auf den sonst typischen Verguss der LED in eine Silikon-Masse verzichtet worden. In c) ist eine Lichtmikroskop-Aufnahme der SMD-LED zu sehen, auf welcher im Zentrum ebenfalls der LED-Chip und am oberen Rand die ESD-Diode zu sehen sind, sowie die beiden Bond-Drähte, welche die Dioden elektrisch miteinander verbinden. Auf dem LED-Chip sind homogen verteilte Punkte zu erkennen. Hierbei handelt es sich um Schattierungen der Kontaktstifte, welche epitaktisch die LED-Schichten durchdringen und der Kontaktierung der oberen  $n$ -

dotierten Schicht dienen [10]. Gegenüber einem Kontakt aus dünnen Leiterbahnen auf der Chip-Oberfläche besitzt diese Technologie den Vorteil, dass bei homogener Ladungsträgerinjektion Absorptionsverluste an der Oberfläche durch das Ausbleiben von Oberflächenkontaktbahnen vermieden werden [5].

In der folgenden Abbildung 3.4a und b sind REM (*Raster-Elektronen-Mikroskop*)-Aufnahmen von einem der untersuchten LED-Chips mit unterschiedlicher Vergrößerung zu sehen. Der schematische strukturelle Aufbau des LED-Chips ist in Abbildung 3.4c dargestellt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass hier lediglich die Schichten gezeigt werden, welche für die Untersuchungen dieser Arbeit relevant sind. Der vollständige Schichtaufbau der LED ist deutlich komplexer.

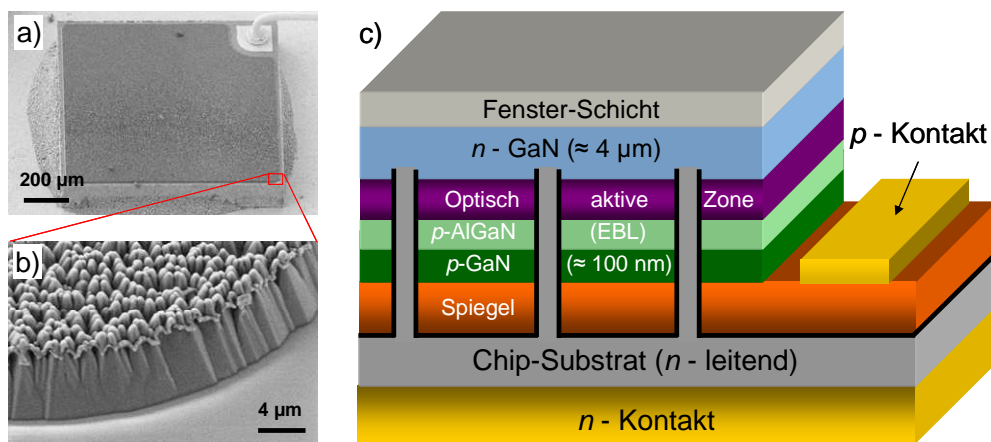


Abbildung 3.4: a) und b) REM-Aufnahme des LED-Chips (ZL033#5) und der vergrößerten Chip-Oberfläche. c) Schematischer Aufbau des untersuchten LED-Chips.

In der REM-Aufnahme in Abbildung 3.4a ist der quadratisch geschnittene LED-Chip zu sehen, welcher eine Kantenlänge von 1 mm aufweist. Des Weiteren ist der Kleber zu erkennen, welcher den Chip auf die Oberfläche des SMD-Gehäuses fixiert. Oben rechts im Bild ist hier der Aufsetzpunkt des Bond-Drahtes zu sehen. In der Vergrößerung in Abbildung 3.4b ist gut zu erkennen, dass die Oberfläche des LED-Chips eine texturierte Topologie in Form von konischen Mikrostrukturen aufweist und mit einer dünnen Antireflexions-Schicht bedeckt ist, durch welche Chip-interne Reflexionen des erzeugten Lichts reduziert und höchste Lichtauskoppelleffizienzen erreicht werden [6], [171], [172].

Der strukturelle Aufbau der LED ist in der Abbildung 3.4c schematisch dargestellt. Die LED ist mittels der Dünn-Schicht-Technologie<sup>1</sup> [173] hergestellt worden, mit welcher sehr hohe Auskoppelleffizienzen erreicht werden können [174]. Dem entsprechend befindet sich der optisch aktive Bereich unter einer sehr dünnen *n*-dotierten GaN-Schicht nahe der Oberfläche, so dass Absorptionsverluste in den oberen Schichten der

<sup>1</sup> ThinGaN®-Technologie by OSRAM Opto Semiconductors GmbH (2003)

LED minimiert werden. Das nach unten emittierte Licht wird durch eine unter der  $p$ -dotierten GaN-Schicht befindlichen hoch-reflektierenden, in der Regel Ag-basierenden [10] Spiegelschicht zurück zur Oberfläche der LED reflektiert. Die Auskoppel-effizienz des Lichtes ist durch eine spezielle texturierte Fensterschicht, wie bereits beschrieben, entsprechend optimiert. Im Rahmen des Flip-Chip-Verfahrens ist die LED vom ursprünglichen Wachstumssubstrat ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) auf ein elektrisch und thermisch leitendes Substrat transferiert worden, welches hier die Chipunterseite bildet. Die  $n$ -dotierte Schicht der LED wird somit mit Hilfe der in der LED vorhandenen Kontaktstifte über das Substrat kontaktiert. Die Kontaktstifte sind in der Abbildung schematisch eingezeichnet, wobei die schwarzen Ränder eine isolierende Schicht andeuten. Die optisch aktive Schicht besteht im Kern aus einem InGaN/GaN-MQW, dessen Komposition und Struktur auf die Emission im blauen Spektralbereich optimiert ist. Darüber hinaus kann von einer  $p$ -dotierten EBL-Schicht ausgegangen werden, welche zur Blockade der Elektronen zwischen dem MQW und der  $p$ -dotierten Schicht angeordnet ist und in der Regel aus AlGaIn besteht [13], [109].

### 3.2.2 EL-Emission

Im Rahmen der Arbeit sind diverse blaue Hochleistungs-LEDs untersucht worden, welche sich hauptsächlich in der Emissionswellenlänge unterscheiden. Aufgrund dessen können die Verlustmechanismen ebenfalls in Relation zur Emissionswellenlänge, sprich dem In-Gehalt und der energetischen Diskontinuität der QWs zur Barriere, diskutiert werden. Das Spektrum untersuchter LEDs erlaubt somit, dass die entdeckten Effekte und Mechanismen als repräsentativ für Hochleistungs-LEDs in diesem Spektralbereich betrachtet werden können. Zur Charakterisierung der LEDs ist deren EL bei Raumtemperatur gemessen und in der folgenden Abbildung 3.5 dargestellt.

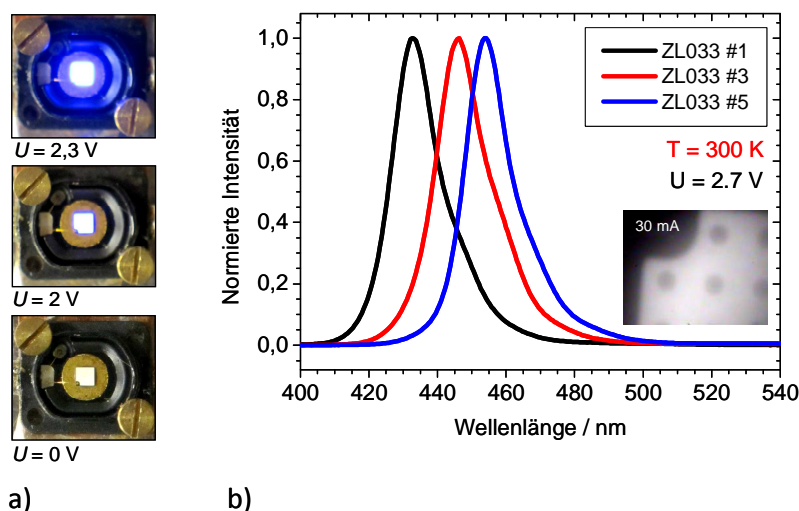


Abbildung 3.5: a) Aufnahmen der SMD-LED (ZL 033#5) bei verschiedenen angelegten Spannungen. b) EL-Spektren der verschiedenen untersuchten LED-Proben. Das Inset zeigt eine CCD-Kamera-Aufnahme des LED-Chips bei gleichzeitiger Aussendung der EL bei einer Spannung von 2,7 V und einem Strom von 30 mA.

Die Abbildung 3.5a zeigt Aufnahmen der LED ohne und mit angelegter Vorspannung in Höhe von 2 V und 2,3 V. Es ist der in unterschiedlicher Helligkeit leuchtende LED-Chip zu erkennen. In Abbildung 3.5b ist für jede der drei untersuchten LEDs exemplarisch ein normiertes EL-Spektrum zu sehen, welches bei einer angelegten Vorspannung von 2,7 V und einem Strom von 300 mA bei Raumtemperatur gemessen ist. Das mit der externen CCD-Kamera (siehe Abbildung 2.1) aufgezeichnete Bild der LED-Oberfläche im Inset zeigt die durch die Kontaktstifte hervorgerufenen Schattierungen, wie sie auch bei vergleichbaren Dünnschicht-LEDs gesehen werden [10], [174]. Im Vergleich der LED-Spektren ist deutlich die energetische Verschiebung der Emission zu sehen. Die folgende Tabelle fasst die für die jeweiligen LEDs bei 2,7 V gemessenen Werte für die Wellenlänge des Intensitätsmaximums und der Halbwertsbreite FWHM (*Full width at half maximum*) zusammen.

Tabelle 3.1: EL-Emissions-Charakteristika der untersuchten LEDs

LED-Bezeichnung	Wellenlänge (Intensitätsmaximum)	FWHM
ZL033#1	433 nm	16,4 nm
ZL033#3	446 nm	18,6 nm
ZL033#5	454 nm	16 nm

Vom Hersteller wird für die langwellige LED (ZL033#5) eine nominelle optische Leistung von ca. 1,55 W bei einem Betriebsstrom von  $I_B = 1,4$  A angegeben. Bei gegebener Chip-Fläche von 1 mm<sup>2</sup> entspricht dies einer Stromdichte von 140 A/cm<sup>2</sup> im Betriebsbereich.

### 3.2.3 I-U-Verhalten im Niederinjektionsbereich

Im Folgenden werden die elektrischen Charakteristika der LEDs dargestellt und diskutiert. Dazu sind in der folgenden Abbildung 3.6 für jede der LEDs gemessene *I-U*-Kennlinien zu sehen. Dabei ist der Strom sowohl auf einer linearen als auch einer logarithmischen Skala über die Spannung aufgetragen. Im Rahmen der Untersuchung von Verlusten mit Schwerpunkt auf den Niederinjektionsbereich der LED sei dieser Bereich zunächst in den Vordergrund gestellt. Aufgrund dessen sind die Kennlinien der LEDs hier lediglich bis zu Strömen von < 12 mA aufgetragen.

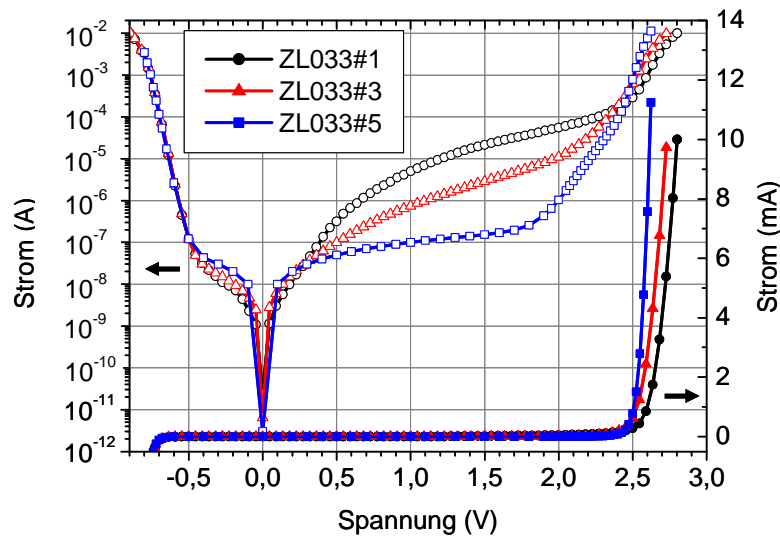


Abbildung 3.6:  $I$ - $U$ -Kennlinien der LEDs ZL033#1, #3 und #5.

Die lineare Auftragung der  $I$ - $U$ -Kennlinien zeigt für alle drei LED-Typen den erwarteten und typischen exponentiellen Verlauf einer Dioden-Kennlinie mit Schwellspannungen im Bereich  $> 2,5$  V. Sowohl die Werte als auch die Verschiebung der Schwellspannung korrelieren hierbei in erster Näherung gut mit der Emissionsenergie der LEDs bzw. mit der hiermit verbundenen charakteristischen Diffusionsspannung. In Rückwärtsrichtung bzw. für negative Spannungen steigt der Strom ab einer Spannung von ca. 0,7 V exponentiell an. Dieses Verhalten ist auf die parallel geschaltete ESD-Schutzdiode zurückzuführen, welche in Gegenrichtung zur LED gepolt ist und somit für negative Spannungen leitend wird. Der Wert von 0,7 V korreliert hierbei mit Diffusionsspannungen von Si-Dioden.

Im Bereich positiver Spannungen lässt sich anhand der logarithmischen Skalierung für alle drei LEDs ein Stromanstieg für kleine Spannungswerte unterhalb der Schwellspannung beobachten. Dieser Stromanstieg ist parasitär und offenbart für alle LEDs Verluste im Niederinjektionsbereich, welche jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Während die kurzwelligste LED (ZL033#1) den frühesten und höchsten Stromanstieg für steigende Spannungswerte aufweist, sinken die Werte der Stromstärke für die langwelligeren LEDs. So ist bei der LED (ZL033#1) ein Strom von  $> 1 \mu\text{A}$  bereits ab ca. 0,65 V erreicht, während bei den LEDs (ZL033#3) und (ZL033#5) dieser Wert erst für Spannungen von 1,1 V und 2 V überschritten wird. Der Vergleich der Kennlinien liefert somit einen ersten Hinweis, dass Verluste im Niederinjektionsbereich durchaus für verschiedene Emissionswellenlängen der LED auftreten und gleichzeitig eine Abhängigkeit zu dieser aufweisen.

Gegebenenfalls weisen die LEDs kürzerer Wellenlänge eine erhöhte Konzentration von *Threading Dislocations* oder *V-Defekten* auf, welche gemäß Untersuchungen von D.-P. Han *et al.* zu einem verstärkten parasitären Strom im Niederinjektionsbereich

( $1 \text{ V} < U < 2,5 \text{ V}$ ) führen [166]. Gemäß den Erläuterungen in Abschnitt 3.1.2 werden die Verluste im Niederinjektionsbereich für LEDs mit hoher TD-Dichte auf einen defekt-unterstützten Tunnelprozess zurückgeführt. Bei LEDs mit geringeren Dichten von TDs wird SRH-Rekombination über Punktdefekte als dominanter Verlustprozess verantwortlich gemacht. Gleiches mag auf die hier untersuchten LEDs zutreffen.

### 3.2.4 I-U-Verhalten bei resonanter optischer Anregung im MQW

Der erhöhte Strom unterhalb der Schwellspannung der verschiedenen LEDs aus Abschnitt 3.2.3 deutet auf einen parasitären Kanal hin, über welchen Ladungsträger fließen können, obwohl die Diffusionsspannung noch nicht abgebaut ist. Dabei ist unklar, ob der Ladungsträgerfluss über den MQW der LED oder außerhalb über einen Defektkanal, wie z.B. TDs oder V-Defekte stattfindet. Zur Eingrenzung dieser Frage sind die  $I$ - $U$ -Kennlinien der LEDs bei Belichtung mit einem Laser unterschiedlicher Leistung gemessen worden. Im Rahmen des Experiments ist die Energie des Laserlichtes mit einer Wellenlänge von 400 nm bewusst so eingestellt worden, dass sie unterhalb der Barrierenenergie des MQWs liegt. Somit werden durch den Laserstrahl optisch erzeugte Ladungsträgerpaare ausschließlich in den QWs generiert, welche diesen im Idealfall nicht verlassen können und entweder strahlend oder nichtstrahlend rekombinieren. Lediglich im Falle eines Verlustkanals im optisch aktiven Bereich wäre ein Verlassen der optisch erzeugten Ladungsträger aus den QWs möglich. In diesem Fall würde ein elektrisch injizierter Strom um einen entsprechenden Photostrom ergänzt werden.

Die folgende Abbildung 3.7 zeigt  $I$ - $U$ -Kennlinien der LEDs im unbelichteten und belichteten Zustand. Dabei ist der LED-Chip mit einem fokussierten Laserstrahl variierender Leistung von 50  $\mu\text{W}$  bis 250  $\mu\text{W}$  belichtet worden.

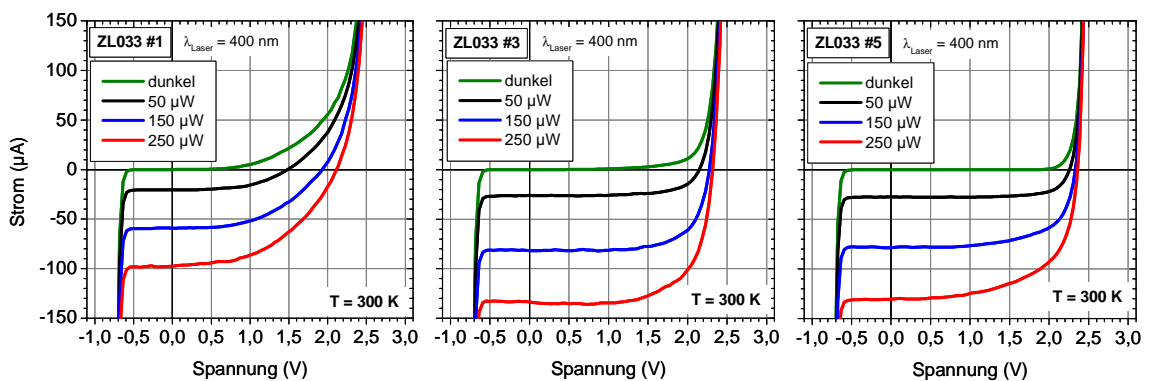


Abbildung 3.7:  $I$ - $U$ -Kennlinien der LEDs ZL033#1, #3 und #5 im unbelichteten und belichteten Fall durch einen Laser mit unterschiedlicher Anregungsleistung und einer Wellenlänge von 400 nm bei Raumtemperatur.

Bei allen LEDs werden die  $I$ - $U$ -Kennlinien bei Belichtung durch den Laserstrahl um einen Photostrom ergänzt und somit auf der Stromachse in negative Richtung verschoben. Dabei ist hervorzuheben, dass der Strom durch die LEDs bei einem Spannungswert von 0 V, das heißt der Photostrom, für jede LED linear mit der Anregungsleistung zunimmt. Für die LEDs ZL033#3 und #5 sind nahezu dieselben Werte für den Photostrom zu messen. Lediglich bei der kurzwelligen LED ZL033#1 sind die Werte etwas geringer ausgeprägt. Dieser Effekt kann auf eine reduzierte Absorption des Laserlichts zurückzuführen sein, weil hier die Emissionswellenlänge der LED im Vergleich zu den anderen beiden Proben (siehe auch Tabelle 3.1) mit 433 nm deutlich näher an der Laserwellenlänge mit 400 nm ist. Darüber hinaus weist der veränderte Verlauf der Kurven auf einen zusätzlichen Verlustmechanismus hin, welcher bereits bei Spannungen  $> 1$  V aktiv ist und eine Abhängigkeit zur Spannung bzw. der internen Feldstärke im MQW aufweist.

Zusammenfassend zeigen die bisherigen Ergebnisse, dass Verluste im Niederinjektionsbereich für LEDs unterschiedlicher Emissionswellenlängen auftreten. Die Messung der  $I$ - $U$ -Kennlinien bei resonanter optischer Anregung zeigt dabei, dass innerhalb der QWs generierte Ladungsträger diese verlassen können. Dieser Effekt lässt einen Verlustkanal im optisch aktiven Bereich der LEDs vermuten, über welchen Ladungsträger fließen können. Offen dabei ist jedoch zunächst, ob der entdeckte *Ladungsträger-Escape* thermisch begründet ist oder auf einen Tunnelmechanismus durch die Barrieren hindeutet.

Im weiteren Verlauf werden die Charakteristika der LEDs sowie die entdeckten Verlustmechanismen detailliert am Beispiel der langwelligsten LED (ZL033#5,  $\lambda_{\text{LED}} = 458$  nm) anhand diverser Experimente und theoretischer Modelle vertieft diskutiert.

### 3.3 EL und I-U-Verhalten von Niederinjektion bis zum „Droop“

Zunächst werden in diesem Abschnitt die optischen, elektrischen und photoelektrischen Charakteristika über einen weiten Leistungsbereich von Niederinjektion bis zum *Droop*-Bereich ausführlich beschrieben. Dabei wird die spektrale Auswertung der EL und deren Intensitätsverlauf für verschiedene Betriebsstromstärken von  $1 \mu\text{A} - 1,4$  A dargestellt und in Zusammenhang mit dem Verlauf der  $I$ - $U$ -Kennlinie diskutiert. Über die Auswertung der *relativen externen Quanteneffizienz* (REQE) lassen sich dabei charakteristische Betriebsbereiche der LED definieren, welche in Korrelation zur  $I$ - $U$ -Kennlinie gebracht werden können. Im Anschluss wird speziell der im Kurzschluss- und Leerlauf-Fall gemessene Photostrom bzw. die Photospannung in Zusammenhang mit den beobachteten Verlusten bzw. den Betriebsbereichen im Niederinjektionsbereich diskutiert.



### 3.3.1 Elektrolumineszenz

Die Elektrolumineszenz der LED (ZL033#5) ist über einen weiten Leistungsbereich spektral aufgelöst gemessen worden und soll in diesem Abschnitt beschrieben und diskutiert werden. Hierzu sind in der folgenden Abbildung 3.8 exemplarisch auf das jeweilige Intensitätsmaximum normierte EL-Spektren zu sehen, welche bei verschiedenen Spannungen bzw. Strömen gemessen sind.

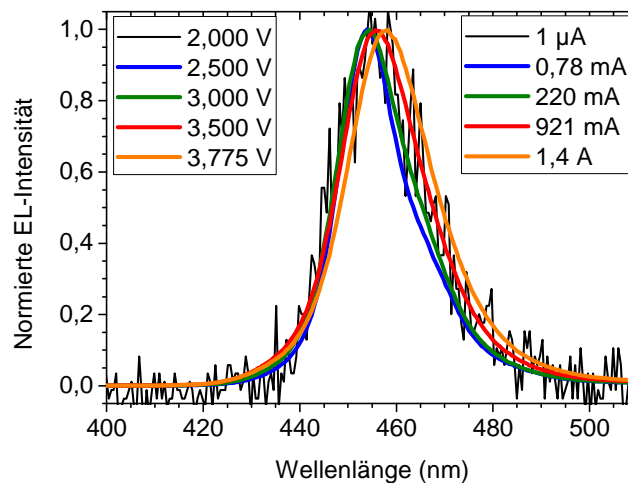


Abbildung 3.8: Normierte EL-Spektren, gemessen bei verschiedenen Spannungen bzw. Strömen bei Raumtemperatur.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, weist das EL-Spektrum der LED über einen weiten Bereich eingepprägter Ströme keine signifikanten Unterschiede auf. Tendenziell sind nur leichte Verschiebungen der Wellenlänge zu beobachten, welche sich hauptsächlich im hohen Injektionsbereich ( $> 220$  mA) in einer Rot-Verschiebung des Spektrums von ca. 454 nm auf 458 nm bei höheren Strömen äußern. Diese Rot-Verschiebung liegt mit großer Wahrscheinlichkeit in einer Erhöhung der LED-Temperatur begründet, durch welche nach *Varshni's Gesetz* der Bandabstand des Halbleitermaterials im QW reduziert wird. Zwischen den Spektren, welche bei Spannungswerten von 2,0 und 2,5 V gemessen sind, ist eine leichte Blau-Verschiebung des Spektrums zu sehen. Bei detaillierter Betrachtung aller Spektren in diesem Spannungsbereich wird eine kontinuierliche Verschiebung um insgesamt 2 nm zwischen Spannungswerten von 2,2 V und 2,4 V bzw. Strömen zwischen 10 und 100  $\mu$ A beobachtet. Diese Verschiebung könnte in Zusammenhang mit Abschirmungseffekten der durch den QCSE hervorgerufenen Felder stehen. An dieser Stelle sei jedoch von einer ausführlicheren Analyse und Diskussion abgesehen. Hervorzuheben ist, dass die EL in keinem Leistungsbereich die bei GaN häufig beobachtete spektral breite gelbe Defekt-Lumineszenz bzw. *Yellow luminescence* (YL) aufweist, welche typischerweise bei ca. 560 – 570 nm zentriert ist [167]. Dies ist ein erster Hinweis, dass keine gelb emittierenden Defekte im optisch aktiven Bereich lokalisiert sind.

Ergänzend zur spektralen Auswertung der EL offenbart die Auswertung der leistungsabhängigen EL-Intensität Einblicke in nichtstrahlende Verlustmechanismen innerhalb der LED. In der folgenden Abbildung 3.9 ist die EL-Intensität aufgetragen über den jeweils eingepprägten Strom. Die Werte entsprechen dabei jeweils dem Amplitudenwert der jeweiligen EL-Spektren.

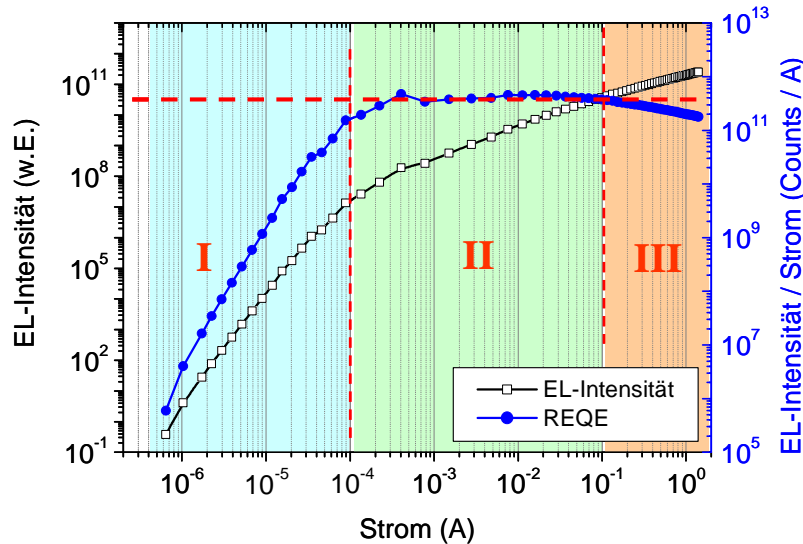


Abbildung 3.9: EL-Intensität (Quadrate) und auf den jeweiligen Strom normierte EL-Intensität bzw. REQE (Kreise) für unterschiedliche Stromstärken.

Die Intensität der EL zeigt mit steigendem Strom von 640 nA bis 1,4 A deutlich einen nichtlinearen Verlauf, welcher analog zu anderen LEDs ist (vergl. Abbildung 3.2 nach [10]). Hier konnte mit dem verwendeten Messplatz (siehe Abbildung 2.1) ab einem Strom von ca. 640 nA und einer Spannung von 1,95 V das Einsetzen einer messbaren allerdings noch stark verrauschten EL verzeichnet werden. Aufgrund dessen entspricht dieser Wert dem Minimum innerhalb dieser Messreihe. Wird die EL-Intensität auf die jeweilige Stromstärke normiert, ergeben diese Werte einen Einblick in die stromabhängige REQE der LED. Aus dem Verlauf der REQE lassen sich dann drei Betriebsbereiche separieren, welche in der Abbildung 3.9 farblich markiert hervorgehoben sind. In Bereich I steigt die REQE mit steigendem Strom nahezu linear bis zu einem Wert von ca. 100  $\mu$ A an. In Bereich II, welcher hier zwischen Strömen von ca. 100  $\mu$ A und 100 mA eingezeichnet ist, kann eine nahezu konstante REQE beobachtet werden. Diese fällt im Bereich III ab einem Strom von ca. 100 mA kontinuierlich mit steigenden Strömen ab. Bis zum nominellen Betriebsstrom in Höhe von 1,4 A ist die REQE hier um einen Faktor von ca. 2 bis 2,5 abgefallen. Der Abfall der REQE in Bereich III ist auf Verlustmechanismen zurückzuführen, welche im *Droop*-Bereich blauer InGaN/GaN-LEDs typischerweise auftreten [11]. Somit wird der hier eingezeichnete Bereich III als *Droop*-Bereich der LED identifiziert und definiert. Während die konstante REQE in Bereich II einen Betriebsbereich ohne nichtstrahlende Verluste aufzeigt, offenbart der Bereich I nichtstrahlende Verluste der LED. Diese treten hier bei kleinen Strömen bzw. Spannungen unterhalb von ca. 100  $\mu$ A und 2,43 V,

also im Niederinjektionsbereich der LED auf. Eine ähnliche Einteilung der Betriebsbereiche ist auf Basis der Ratengleichung nach dem ABC-Modell (Gleichung (1.48)) am Beispiel einer grün emittierenden MQW-LED in [10] durchgeführt (siehe auch Abbildung 3.2 und zugehörige Erläuterung).

### 3.3.2 I-U-Verhalten

In der vorherigen Abbildung 3.9 konnten graphisch Stromwerte ermittelt werden, welche drei Betriebsbereiche der LED definieren und voneinander abgrenzen. In diesem Abschnitt soll ein Bezug zur  $I$ - $U$ -Kennlinie der LED (ZL033#5) hergestellt werden, welche bereits in der Abbildung 3.6 für den Niederinjektionsbereich gezeigt worden ist. Die folgende Abbildung 3.10 zeigt nun die vollständige  $I$ - $U$ -Kennlinie der LED vom Niederinjektions- bis in den *Droop*-Bereich bzw. bis zum nominellen Betriebsstrom  $I_B = 1,4$  A. Wie bereits in Abbildung 3.6 ist auch hier ist der Strom sowohl im linearen als auch logarithmischen Maßstab für positive und negative Spannungswerte aufgetragen.

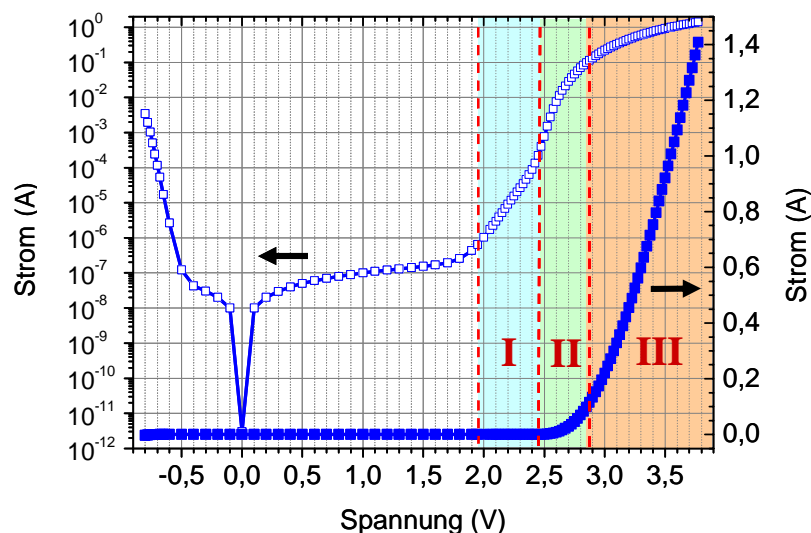


Abbildung 3.10:  $I$ - $U$ -Kennlinie der LED (ZL033#5) aufgetragen im linearen und logarithmischen Maßstab. Zusätzlich sind die in der Abbildung 3.9 ermittelten drei Betriebsbereiche der LED hervorgehoben.

Der Stromanstieg für negative Spannungen ist bereits in Abschnitt 3.2.3 auf die parallel geschaltete ESD-Schutzdiode zurückgeführt worden. Im positiven Spannungsbereich sind die drei Betriebsbereiche der LED auf Basis der zuvor ermittelten Stromwertgrenzen von 640 nA - 100  $\mu$ A (Bereich I), 100  $\mu$ A - 100 mA (Bereich II) und 100 mA bis 1,4 A (Bereich III) in die  $I$ - $U$ -Kennlinie eingezeichnet. Im Rahmen dieser Bereiche lässt sich mit der vorhandenen Messapparatur (Abbildung 2.1) eine EL der LED messen. Insbesondere die lineare Darstellung der  $I$ - $U$ -Kennlinie kennzeichnet deutlich den zuvor definierten Bereich III als *Droop*-Bereich bzw. Betriebsbereich der

LED mit hohen Stromanstiegen in Höhe  $\sim 100 \text{ mA} / 0,1 \text{ V}$ . Der effiziente Bereich II mit konstanter REQE ist anhand der  $I$ - $U$ -Kennlinie im Bereich der Schwellspannung der LED lokalisiert und bei den definierten Strömen zwischen Spannungswerten von ca.  $2,45 \text{ V} - 2,9 \text{ V}$  begrenzt. Unterhalb dieser Spannung ist der Bereich I bis herab zu  $1,95 \text{ V}$  definiert, welcher sich in Abbildung 3.9 anhand einer sinkenden REQE durch deutliche Verluste auszeichnet. In der  $I$ - $U$ -Kennlinie korreliert dieser Spannungsbereich mit dem erhöhten Stromanstieg, so dass dieser parasitäre Strom eindeutig in Zusammenhang mit den beobachteten optischen Verlustmechanismen in Bereich I gebracht werden kann.

In der folgenden Tabelle 3.2 sind die definierten drei Betriebsbereiche der LED in Zusammenhang mit den entsprechend ermittelten Spannungs- und Stromgrenzen aufgeführt.

Tabelle 3.2: Definition der drei LED-Betriebsbereiche über die Strom- und Spannungsgrenzen

LED-Betriebsbereich	Stromstärke (mA)	Spannung (V)	Verluste
<b>I</b>	0,00064 – 0,10	1,95 – 2,45	Ja
<b>II</b>	0,10 – 100	2,45 – 2,9	Nein
<b>III (Droop)</b>	100 – 1400	2,90 – 3,78	Ja

Die definierten LED-Betriebsbereiche beziehen sich hier lediglich auf Bereiche, in denen eine EL erzeugt wird, so dass der Niederinjektionsbereich mit Spannungen und Strömen unterhalb von  $1,95 \text{ V}$  bzw.  $640 \text{ nA}$  nicht als ein Betriebsbereich der LED eingeschlossen wird, obgleich parasitärerer Ladungsträgertransport und nichtstrahlende Prozesse in diesem Leistungsbereich stattfinden.

### 3.3.3 Photostrom / -spannung bei resonanter optischer Anregung im MQW

Schon im Rahmen der  $I$ - $U$ -Kennlinien-Messungen bei gleichzeitiger optischer Bestrahlung der LED durch einen Laser (siehe Abbildung 3.7) ist ein Verlustkanal im aktiven Bereich der LED offenbart worden, über welchen optisch erzeugte Ladungsträger die QWs trotz resonanter Anregung verlassen können. In der folgenden Abbildung 3.11 sind der im Kurzschluss-Fall gemessene Photostrom  $I_{ph}$  bzw. die im Leerlauf-Fall gemessene Leerlaufspannung  $U_{OC}$  der LED aufgetragen über die optische Anregungsleistung. Die optische Anregung ist hier durch einen auf die Oberfläche des LED-Chips fokussierten Laserstrahl mit einer Wellenlänge von  $400 \text{ nm}$  realisiert.

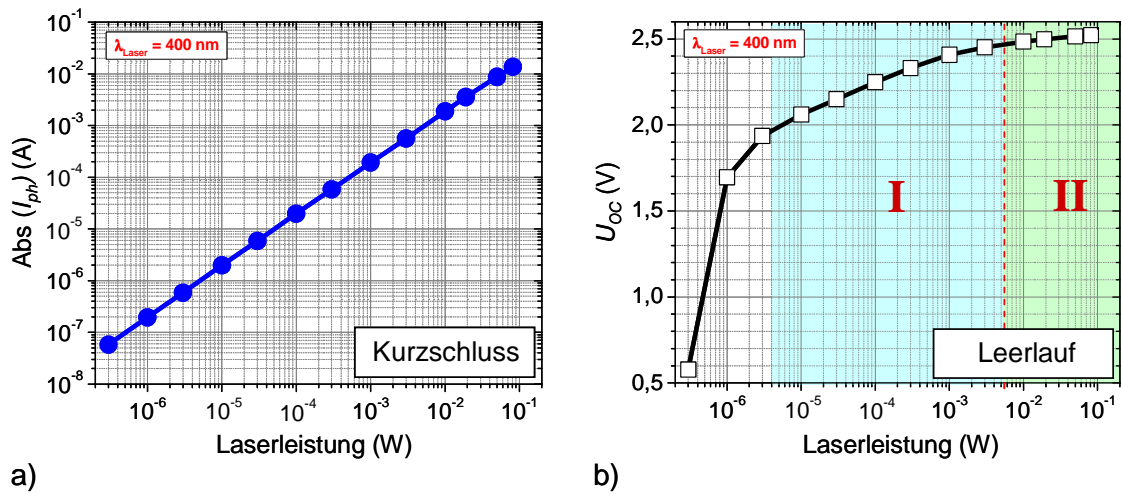


Abbildung 3.11: Bei optischer Anregung durch einen fokussierten Laser ( $\lambda_{Laser} = 400 \text{ nm}$ ) gemessener über die Leistung aufgetragener a) Photostrom  $I_{ph}$  im Kurzschluss-Fall bei 0 V und b) Leerlaufspannung  $U_{oc}$  der LED bei offenen Kontakten.

Die Abbildung 3.11a zeigt auf, dass der im Kurzschluss-Fall erzeugte Photostrom mit der Laserleistung über einen weiten Leistungsbereich linear ansteigt. Dabei fließen zwischen Anregungsleistungen des Lasers von 300 nW bis ca. 82 mW Photoströme zwischen 60 nA und 13,7 mA. Die variierende optische Anregungsleistung ändert somit nicht den Verlustprozess aus dem QW, so dass der Ladungsträgerverlust bzw. der Stromfluss durch die kurzgeschlossenen Kontakte stetig mit der Anregungsleistung steigt.

Im Leerlauf-Fall (siehe Abbildung 3.11b) steigt die Leerlaufspannung mit erhöhter Anregungsleistung nichtlinear bis zu einem Wert von 2 V zunächst stark an. Oberhalb dieses Wertes steigt die optisch erzeugte Spannung weiter, jedoch mit geringerer Steigung, bevor sie bei ca. 2,5 V zu sättigen scheint. Aus der Messung geht somit hervor, dass auch im Leerlauf-Betrieb optisch generierte Ladungsträger den QW verlassen können, so dass außen an den Kontakten der LED eine Photospannung aufgebaut wird. Werden in die Abbildung 3.11 die charakteristischen Betriebsbereiche der LED (siehe Tabelle 3.2) entsprechend der zugeordneten Spannungswerte eingezeichnet, so ist auch hier im Ansatz eine Korrelation zu erkennen. So steigt im verlustgeprägten Bereich I die Photospannung an; sprich die Ladungsträger verlassen die QWs zum Aufbau der Spannung an den Kontakten. Im effizienten Bereich II sättigt die Photospannung bei ca. 2,5 V. Hieraus lässt sich schließen, dass die weitere Ansammlung optisch generierter Ladungsträger an den Kontakten im Bereich dieser Spannung, das heißt im Fall abgeflachter Energiebänder (vergl. Abbildung 2.9), unterdrückt ist.

Im elektrischen Betrieb kann das Einsetzen einer EL ab einer Spannung in Höhe von 1,95 V gemessen werden (siehe Abschnitt 3.3.1). Unterhalb dieses Wertes wird ein schneller Anstieg der Leerlaufspannung mit steigender Anregungsleistung beobachtet. Dieser schnelle Anstieg der Leerlaufspannung impliziert, dass der Großteil der im QW

erzeugten Ladungsträger diesen über einen Verlustkanal verlassen kann und nicht für strahlende Rekombination im QW zur Verfügung steht.

In den kommenden Abschnitten werden die entdeckten Verluste im Niederinjektionsbereich, welche sich anhand parasitär erhöhter Ströme sowie einer reduzierten REQE äußern, weiter anhand optischer Untersuchungsverfahren sowie hieraus entwickelter theoretischer Modelle untersucht und ursächliche Mechanismen diskutiert. Der Effekt eines messbaren Photostroms bzw. einer Photospannung trotz resonanter optischer Anregung weist bisher darauf hin, dass im optisch aktiven Bereich der LED ein Verlustkanal vorhanden ist.

### 3.4 PL-Charakteristika bei Raum- und Tieftemperatur

In diesem Abschnitt werden zunächst grundlegende optische Eigenschaften bzw. Charakteristika der blauen InGaN/GaN-LEDs erklärt. Das grundlegende Verständnis der LED-PL-Spektren bzw. der verursachenden Rekombinationsmechanismen bildet die Grundlage für das Verständnis der späteren PL-Analysen. Auch hier werden die mit Hilfe eines Laserstrahls erzeugten PL-Spektren der blauen LEDs bei Raum- und Tieftemperatur (7 K) am Beispiel der langwelligen LED (ZL033#5) dargestellt und erläutert.

Die folgende Abbildung 3.12 zeigt auf das jeweilige Intensitätsmaximum normierte PL-Spektren der LED für verschiedene Anregungsleistungen bei Raum- (a) und Tieftemperatur (b). In beiden Experimenten ist die LED elektrisch kurzgeschlossen (CC = *Closed circuit*), so dass ein Photostrom fließt.

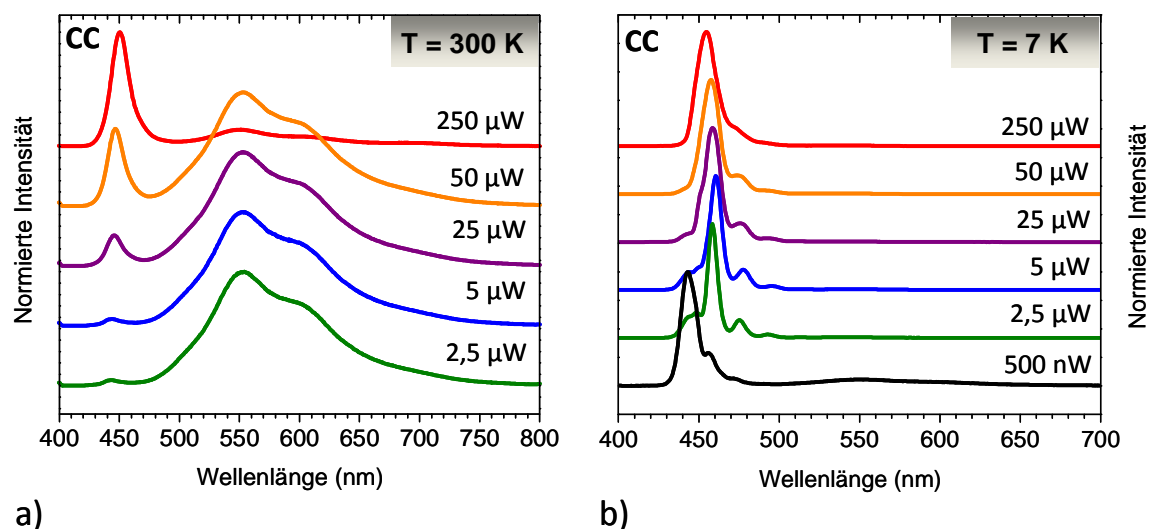


Abbildung 3.12: Im Kurzschluss-Fall (CC) gemessene normierte PL-Spektren für verschiedene Anregungsleistungen durch einen fokussierten Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 400 nm bei a) Raumtemperatur und b) Tieftemperatur bzw. 7 K.

Im Gegensatz zur EL zeigt die PL der LED bei Raumtemperatur zusätzlich zur blauen Emission ( $\lambda_{\text{MQW}} \approx 445 - 450 \text{ nm}$ ) eine spektral breite Emission im langwelligeren Bereich, welche hier bei ca. 570 nm zentriert ist und somit als YL [167] identifiziert wird.

Diese Emission wird häufig bei GaN-Halbleiterstrukturen beobachtet. Sie entsteht durch die Rekombination von Ladungsträgern über diverse energetisch verteilte Defektzustände innerhalb der Bandlücke von GaN. Dabei entsteht eine spektral breitbandige Emission mit einer im Vergleich zur Bandlücke geringeren Energie. In der Regel wird dabei die Rekombination von Ladungsträgern aus dem Leitungsband oder von einem flachen Donator-Niveau in ein tiefes Akzeptor-Niveau innerhalb der Bandlücke als Ursache angenommen [175], [176]. Hauptsächlich werden intrinsische Defekte für die Entstehung der YL diskutiert [169], wie bspw. Ga-Vakanzen, welche entsprechende Akzeptor-Niveaus bilden [148], [177]. Zwischengitterdefekte hervorgerufen durch ein Ga-Atom auf einem Zwischengitterplatz bilden entsprechende flache Donator-Niveaus [175], wie auch Stickstoff-Vakanzen im Falle nominell undotierter GaN-Halbleiter [169], [178] oder Verunreinigungen durch Si oder Sauerstoff O [177], [179]. In diesem Zusammenhang werden auch Komplexe aus beispielsweise einer Ga-Vakanz und einem Sauerstoffatom auf einem Stickstoffplatz ( $V_{\text{Ga}}\text{O}_{\text{N}}$ ) [180] oder Verunreinigungen durch beispielsweise Kohlenstoff [181], [182] als Ursachen für die Entstehung der YL vermutet. Die Entstehung des Akzeptorniveaus wird hier durch die Bildung eines Komplexes bestehend aus einer Ga-Vakanz und einem C-Atom angenommen.

In Abhängigkeit der Leistung nimmt die MQW-Emission im Vergleich zur YL für größere Leistungen zu, so dass die Rekombination der Ladungsträger im MQW dominanter wird. Dieser Effekt sowie dessen genaue quantitativen Abhängigkeiten werden im Laufe der Diskussion an späterer Stelle erneut aufgegriffen.

Bei Tieftemperatur (7 K) (siehe Abbildung 3.12b) unterscheidet sich das Spektrum deutlich von der Messung bei Raumtemperatur. Die defektverursachte YL ist deutlich geringer ausgeprägt und das Spektrum wird durch die blaue im MQW erzeugte Emission dominiert. So kann bereits bei einer deutlich geringeren Anregungsleistung eine ausgeprägte blaue Emission gemessen werden. Die verringerte Defekt-Emission resultiert aus der Temperaturabhängigkeit, wonach thermisch aktivierte Defekte bei Tieftemperatur noch nicht ionisiert sind und somit Rekombination über diese nicht möglich ist. Bei Tieftemperatur zeigt die MQW-Emission mehrere Peak-Emissionen und für sehr niedrige Leistungen eine starke Wellenlängenverschiebung des Spektrums. Interessant und hervorzuheben ist hier, dass bei der kleinsten Leistung eine hochenergetische Emission bei ca. 445 nm das Spektrum dominiert und zu höheren Leistungen langwelligere Emissionen dominant sind. Dieses Verhalten ist kontrovers zu allgemeinen Erwartungen. Konventionell wird eine PL-Emission insbesondere für kleine Anregungsleistungen bzw. Ladungsträgerdichten durch niederenergetische Rekombination dominiert.



Zur Interpretation der entdeckten Peak-Emissionen bei Tieftemperatur ist in der folgenden Abbildung 3.13 exemplarisch eines der PL-Spektren mit einer logarithmisch skalierten Intensitätsachse dargestellt, so dass die Peaks deutlicher zu sehen sind.

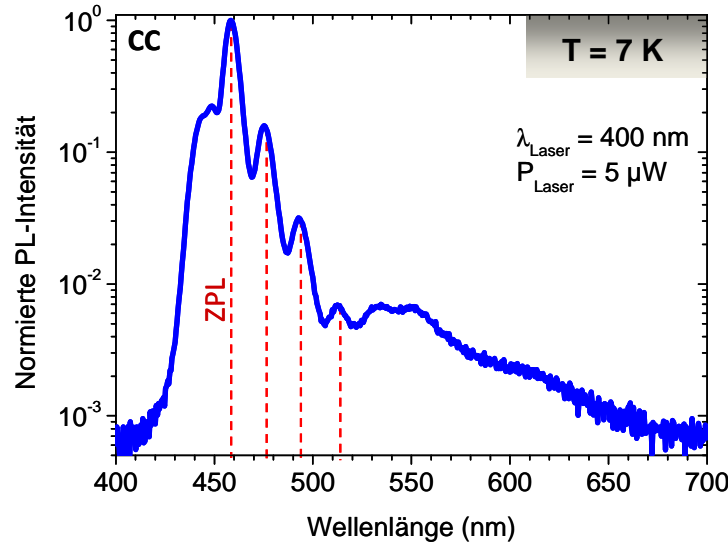


Abbildung 3.13: PL-Spektrum der LED ZL033#5, gemessen bei 7 K und einer Laserleistung von 5  $\mu$ W. Die gestrichelten roten Linien markieren Peak-Emissionen innerhalb des Spektrums.

Anhand des logarithmisch aufgetragenen Spektrums können 4 Peak-Emissionen eindeutig identifiziert werden. Im Spitzenwert sind diese bei Wellenlängen von  $\lambda_1 = 458,6$  nm,  $\lambda_2 = 475,3$  nm,  $\lambda_3 = 493,3$  nm und  $\lambda_4 = 512,6$  nm lokalisiert. Werden diese Werte in eine Energieskala überführt, so sind die Emissionspeaks Energien von  $E_1 = 2,705$  eV,  $E_2 = 2,610$  eV,  $E_3 = 2,515$  eV und  $E_4 = 2,420$  eV zugeordnet. Die Peak-Emissionen haben somit einen energetisch konstanten Abstand von  $\Delta E = 95$  meV. Dieser Wert liegt nahe publizierter Werte für Longitudinal-optische (LO) Phonon-Repliken [90] in III-N-Materialsystemen, bei welchen Elektron-Phonon-Wechselwirkungen insbesondere bei Tieftemperatur stark ausgeprägte Peak-Emissionen im langwelligen Bereich hervorrufen [183]. Hier sind beispielsweise Werte in Höhe von 90 meV [184], 84,4 meV [185] und 75 meV [186] für InGaN/GaN-MQWs, 86 meV für InN [187] und 91,2 meV für GaN [118] publiziert. Somit wird das Maximum bei 458,6 nm als „Zero-phonon Line“ (ZPL) [90] und die langwelligeren Emissionsmaxima als LO-Phonon-Repliken identifiziert.

In der folgenden Abbildung 3.14 ist für sechs Laserleistungen die PL in spektraler und zeitaufgelöster Darstellung anhand von Streak-Kamera-Aufnahmen zu sehen.



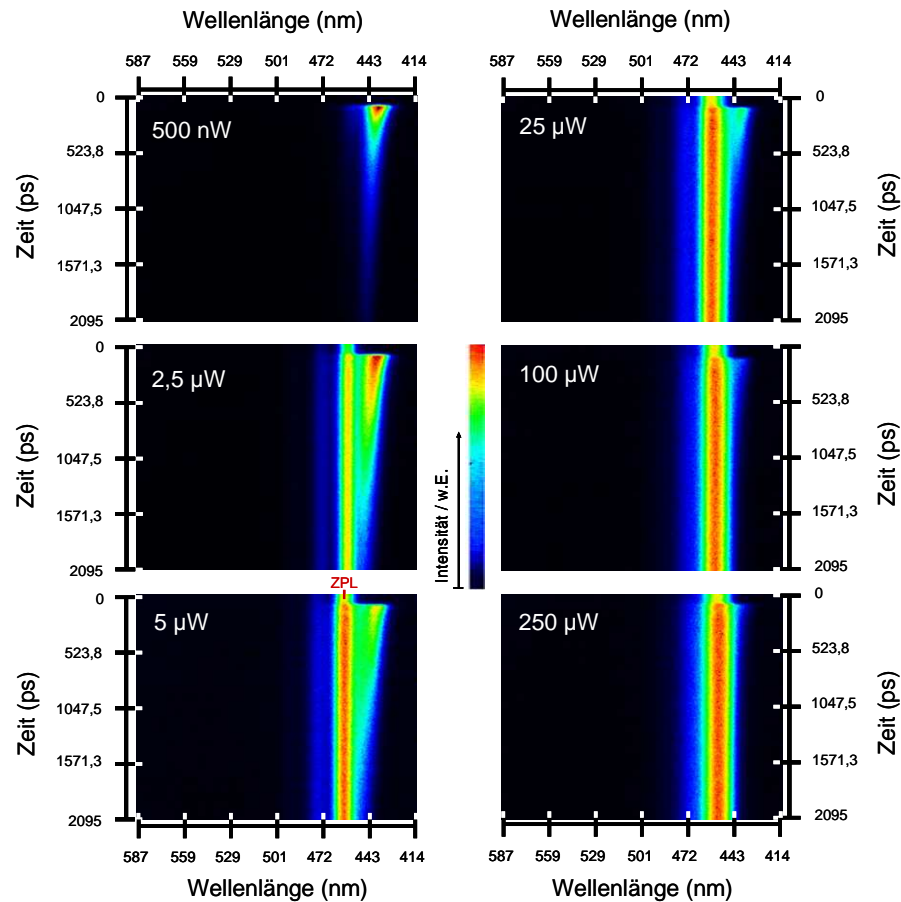


Abbildung 3.14: Zeitaufgelöste PL der LED (ZL033#5) für variable Anregungsleistungen bei 7 K im Fall CC. Die Messung korrespondiert zu den PL-Spektren aus Abbildung 3.12b.

Gemäß der Messung unterscheiden sich die einzelnen PL-Emissionsmaxima für verschiedene Anregungsleistungen nicht nur energetisch sondern auch zeitlich. Analog zu den bisher gemessenen Spektren sind auch hier mehrere Emissionsmaxima zu erkennen, welche sich energetisch separieren lassen. Bei der kleinsten Leistung von 500 nW wird eine hochenergetische Emission bei ca. 441 nm gemessen, welche auch nach Abbildung 3.12b das Spektrum dominiert. Im langwelligeren Bereich sind für höhere Leistungen weitere Emissionen messbar (hier bis zu zwei). Diese entsprechen dem PL-Zerfall der gekennzeichneten ZPL (siehe 5  $\mu\text{W}$ -Messung) und der LO-Phonon-Repliken, welche hier Lebensdauern in der Größenordnung mehrerer zehn bis hundert Nanosekunden aufweisen. Für Leistungen ab ca. 100  $\mu\text{W}$  lassen sich die LO-Phonon-Repliken aufgrund der dominanten Emission bei ca. 452 nm messtechnisch nicht mehr auflösen. Im Vergleich zu den LO-Phonon-Repliken und der ZPL weist die hochenergetische Emission bei ca. 441 nm einen deutlich schnelleren Zerfall auf. Die folgende Abbildung 3.15 zeigt die Zerfallskurve der hochenergetischen Emission und der ZPL als Referenz für eine Anregungsleistung von 2,5  $\mu\text{W}$ . Im Inset ist das Messbild der Streak-Kamera dargestellt zusammen mit dem Integrationsbereich zur Berechnung der Zerfallskurve der hochenergetischen Emission. Die Zerfallskurve der ZPL ist durch Integration in einem spektralen Bereich zwischen 453 und 462 nm erhalten.

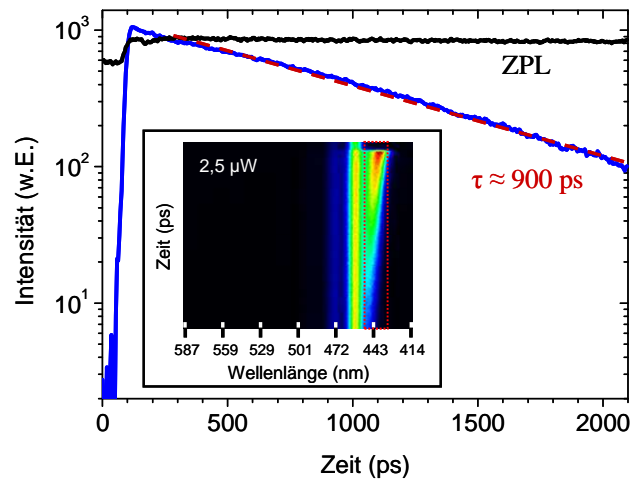


Abbildung 3.15: Spektral integrierte Zerfallskurve der hochenergetischen Emission und ZPL bei 2,5  $\mu\text{W}$  und 7 K im Fall CC. Die rote Linie kennzeichnet den Fit zur Bestimmung der Lebensdauer  $\tau$ . Das Inset zeigt des Streak-Messbild mit skizzierten Integrationsbereich  $441 \pm 9$  nm.

Separiert von der ZPL-Emission ergibt sich für die hochenergetische Emission ein nahezu monoexponentieller Zerfall mit einer Ladungsträgerlebensdauer von  $\tau \approx 900$  ps. Für andere Leistungen unterscheidet sich die Lebensdauer dabei nicht. Sie ist somit deutlich kürzer als die ZPL mit Lebensdauern im zweistelligen Nanosekunden-Bereich. Ein weiteres Merkmal der hochenergetischen Emission ist ein Rot-Shift über der Zeit. Des Weiteren nimmt der Anteil der hochenergetischen Emission zu höheren Leistungen im Vergleich zur langwelligen Emission immer weiter ab, so dass ab ca. 100  $\mu\text{W}$  die hochenergetische Emission messtechnisch nicht mehr aufgelöst wird. Die folgende Abbildung 3.16 verdeutlicht die Effekte anhand von Spektren, welche zu verschiedenen Zeitpunkten aus den Streak-Messungen in Abbildung 3.14 extrahiert sind.

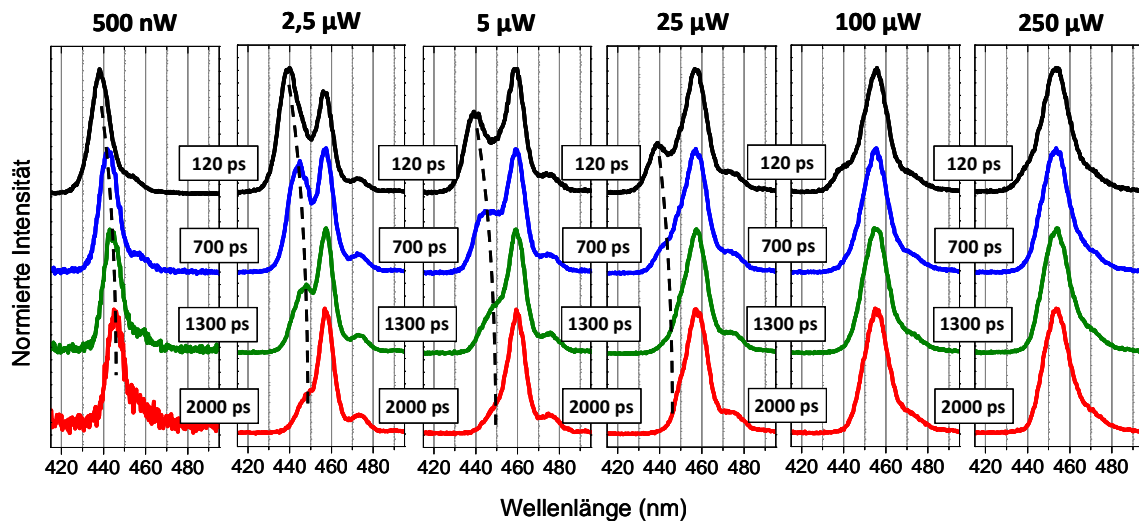


Abbildung 3.16: PL-Spektren für verschiedene Zeitpunkte von  $t = 120$  ps bis 2000 ps. Der Laserpuls ist bei der Messung bei ca. 90 ps. Die Spektren sind aus den Streak-Messungen extrahiert durch zeitliche Integration in einem Bereich von  $t \pm 30$  ps.

Aus der vertikal angeordneten Auftragung der Spektren für verschiedene Zeiten des PL-Zerfalls ist bis zu einer Leistung von  $25 \mu\text{W}$  noch einmal deutlich der Rot-Shift der hochenergetischen Emission mit der Zeit zu sehen. Die Peak-Wellenlänge verschiebt hierbei für jede Anregungsleistung von ca. 438 nm auf ca. 446 nm. Überführt in eine Energieskala entspricht dies einer Verschiebung von 51 meV innerhalb einer Zeit von ca. 2 ns nach dem Laserpuls.

Das Erscheinen einer hochenergetischeren Emission bei kleiner Anregungsleistung ist kontrovers zu allgemeinen Erwartungen bei Rekombinationsprozessen. So wird bei einer kleinen Dichte optisch injizierter Ladungsträger eine Relaxion der Ladungsträger auf die energetisch niedrigsten Niveaus erwartet, so dass die PL bei kleiner Anregungsleistung eher langwellig ist und zu höheren Leistungen bzw. Ladungsträgerdichten blau-verschiebt. Bis zum jetzigen Zeitpunkt sind in der Literatur keine Publikationen bekannt, welche eine hochenergetische Emission dieser Art für kleine Anregungsleistungen zeigen bzw. diskutieren.

Einen Erklärungsansatz für das beobachtete Phänomen liefert der Verlauf des energetischen Bandes innerhalb der QWs. Aufgrund der Wachstumsrichtung der MQW-Struktur in *c-plane* Richtung wird innerhalb der QWs eine Polarisation hervorgerufen, welche die Bänder verbiegt und zum QCSE führt [17], [18], [19] (siehe auch Kapitel 1.2.2). Die Verbiegung der Bänder führt zu einer örtlichen Separation der Ladungsträger, welche insbesondere für die energetisch niedrigsten Niveaus im QW stark ausgeprägt ist und bei Tieftemperatur zu einer signifikanten Verlängerung der Lebensdauer führt. Wie bereits in Kapitel 1.2.3 beschrieben ist das interne Feld eines QWs neben der injizierten Ladungsträgerdichte auch vom elektrischen Feld innerhalb des *pn*-Übergangs abhängig. Das durch die Diffusionsspannung hervorgerufene elektrische Feld in einem *pn*-Übergang kann dabei für erhöhte Feldstärken die internen Piezo-Felder aufgrund der entgegengesetzten Richtung abschwächen, so dass die Bandverbiegung in den QWs geringer ausgeprägt ist [133]. In [136] wird der Effekt für einen InGaN/GaN-MQW auf Basis von Simulationen diskutiert. Dabei resultiert der Anstieg einer angelegten Spannung von 0 auf 2,5 V in einem verstärkten Piezo-Feld.

Das Prinzip ist schematisch in der folgenden Abbildung 3.17 dargestellt. Hier sind vereinfachte Banddiagramme eines *pn*-Übergangs mit einem einzelnen QW für zwei Fälle A und B dargestellt.

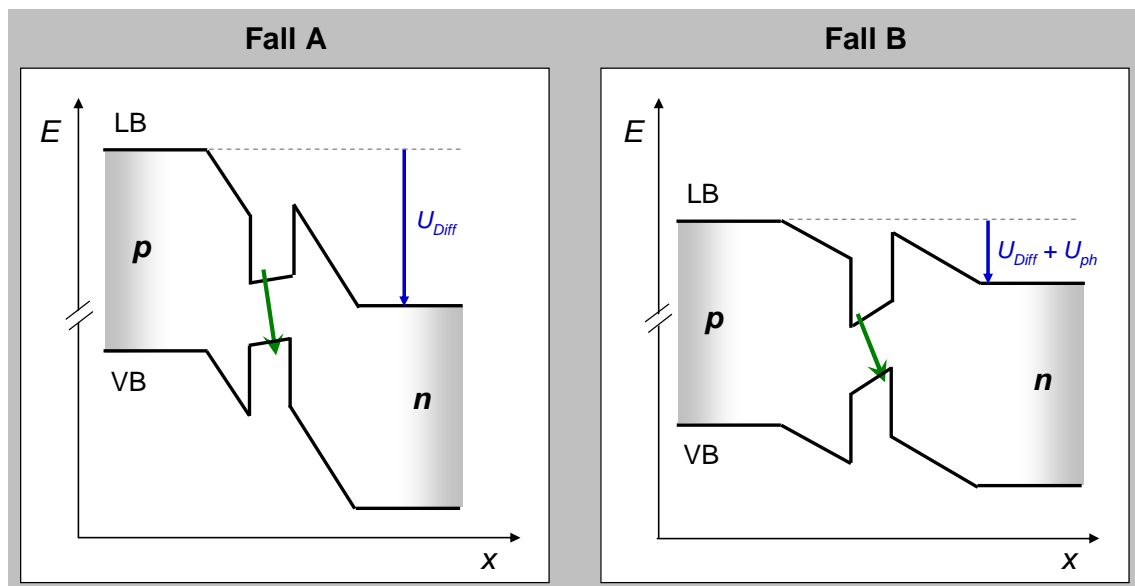


Abbildung 3.17: Vereinfachtes Bänderdiagramm eines Quantum Wells, eingebettet in einem pn-Übergang, mit unterschiedlicher Bandverbiegung für niedrige (Fall A) und hohe Ladungsträgerdichten (Fall B) bzw. kurze und lange Zeiten. Die Höhe der Diffusionsspannung bzw. der um  $U_{ph}$  reduzierten Spannung wird qualitativ durch die Länge der blauen Pfeile angedeutet. Die grünen Pfeile deuten qualitativ den Rekombinationsweg der Ladungsträgerpaare im Leitungsband LB und Valenzband VB an (Fall A: hohe Energie, kurze Lebensdauer; Fall B: kleine Energie, lange Lebensdauer).

Gemäß dem Modell sind im Fall A die äußeren Bänder durch die Diffusionsspannung  $U_{Diff}$  stark verbogen, so dass das Piezofeld im QW gering und die Bänder hier abgeflacht sind. In diesem Fall ist eine Rekombination im QW mit einer erhöhten Energie und einer kurzen Lebensdauer verbunden. Im Fall B wird die Diffusionsspannung durch eine zusätzliche externe Spannung (hier eine Photospannung  $U_{ph}$ ) mit umgekehrten Vorzeichen abgeschwächt, so dass die Bandverbiegung abnimmt. Das damit einhergehende stärker verbogene Band im QW führt dazu, dass Ladungsträger mit einer geringeren Energie und einer verlängerten Lebensdauer rekombinieren. Die Energiedifferenz bzw. die Lebensdauer der Ladungsträger ist in der Abbildung 3.17 über die Pfeillänge bzw. die Ausrichtung der grünen Pfeile im QW angedeutet.

Übertragen auf die durchgeführten PL-Messungen entspricht der Fall A dem Bereich kleiner Anregungsleistungen, bei welchem hochenergetische PL mit kurzer Lebensdauer gemessen wird. Bei erhöhter Leistung tritt ein signifikanter Photostrom auf. Wenn angenommen wird, dass aus dem auftretenden Photostrom eine parasitär abfallende Photospannung über dem Bahngebiet der LED resultiert, so wird für steigende Anregungsleistungen bzw. Ladungsträgerdichten das Feld im pn-Übergang immer mehr reduziert und der Bandverlauf ändert sich gemäß Fall B. Die in diesem Fall auftretende Rekombination mit geringerer Energie und längerer Lebensdauer korreliert

gut zu den Ergebnissen aus den PL-Messungen, so dass trotz der Kurzschluss-Konfiguration eine optisch erzeugte parasitär abfallende Spannung aufzutreten scheint.

Die Reduzierung der Bandverbiegung durch den Photostrom und die hiermit einhergehende Rot-Verschiebung und Lebensdauer-Verlängerung der PL (Fall B) tritt jedoch erst ein, wenn die Ladungsträger den QW nach dem Laserpuls nach einer bestimmten *Escape*-Zeit verlassen und die parasitäre Spannung aufgebaut haben. Bis dahin sind die Bänder im QW flach und eine hochenergetische Emission mit kurzer Lebensdauer dominiert die PL (Fall A). Diese zeitliche Abhängigkeit wird ebenfalls durch die PL-Messungen bestätigt. Gemäß dem Modell sind die Lebensdauer der hochenergetischen Emission und der *Escape* zusammen mit dem Aufbau der Spannung zur Unterdrückung der hochenergetischen Emission direkt verknüpft. Demnach kann angenommen werden, dass die Lebensdauer der hochenergetischen Emission mit 900 ps der Zeit entspricht, die für den Ladungsträger-*Escape* aus dem QW und den Aufbau der parasitären äußeren Spannung bei 7 K benötigt wird.

### 3.5 Optische Analyse im Kurzschluss und Leerlauf

Im Rahmen der elektrischen und photoelektrischen Untersuchungen, welche in den Abschnitten 3.1 und 3.2 beschrieben sind, konnten Verluste im Niederinjektionsbereich der blauen LEDs aufgedeckt werden. Diese führen im elektrischen Betrieb zu einem erhöhten parasitären Strom (siehe Abbildung 3.10) sowie zu einer reduzierten REQE (siehe Abbildung 3.9). Die Messung eines Photostroms bzw. der Aufbau einer Photospannung an den Kontakten der LED trotz resonanter optischer Anregung im MQW der LED offenbart dabei einen Ladungsträgerverlust aus dem MQW. Die Abhängigkeit der Leerlaufspannung von der Anregungsleistung (siehe Abbildung 3.11b) deutet auf eine Korrelation der Verlustmechanismen mit der über der LED abfallenden Spannung hin. So können die Verluste im Niederinjektionsbereich I und der nahezu verlustfreie Bereich II in direkten Zusammenhang mit der äußeren Bandverbiegung gesetzt werden.

Für die weitere Untersuchung mit Hilfe optischer Messungen ist daher ein Bezug zur Bandverbiegung essentiell. Zu deren gezielten messtechnischen Beeinflussung sind im Rahmen der folgenden spektral- und zeitaufgelösten optischen Untersuchungen Messbedingungen gemäß den Beschreibungen in Abschnitt 2.3.2 hergestellt worden. So werden die Verluste am Beispiel der langwelligsten LED (ZL033#5) bei optischer Anregung sowohl im Kurzschluss- als auch im Leerlauf-Fall untersucht.

#### 3.5.1 Ladungsträger-*Escape*-Verlust im Kurzschluss und Leerlauf

Wie bereits im Abschnitt 2.3.2 gezeigt, kann auch bei einer rein optischen Anregung die Bandverbiegung im aktiven Bereich der LEDs indirekt beeinflusst werden; allein durch die unterschiedlichen Messkonfigurationen Leerlauf bzw. Kurzschluss. Somit steht ein

messtechnisches Werkzeug zur Verfügung, mit welchem der beobachtete parasitäre Ladungsträgerverlust aus dem QW gezielt durch Messungen im Leerlauf-Fall *OC* (*Open circuit*) und Kurzschluss-Fall *CC* beeinflusst werden kann. Im Fall *CC* wird der Ladungsträger-*Escape* durch vorwiegend gebogene Bänder (vergl. Abbildung 2.9) forciert und ein Photostrom für jede Anregungsleistung gemessen. Im Fall *OC* wird für erhöhte Anregungsleistungen eine Photospannung aufgebaut, welche das Band abflacht (vergl. Abbildung 2.9) und bei Erreichen der Leerlaufspannung  $U_{OC}$  einen weiteren Ladungsträger-*Escape* aus dem QW unterdrückt. Nach den Untersuchungen an der LED (ZL033#5) in Abschnitt 3.2 ist die Leerlaufspannung bei ca. 2,5 V erreicht (siehe Abbildung 3.11b). Ab diesem Spannungswert scheint jeder weitere Ladungsträger-*Escape* unterdrückt. Dies deckt sich mit der Messung der REQE, welche ab dieser Spannung konstant ist (siehe Abbildung 3.9).

Im Gegensatz zum spannungsabhängigen Ladungsträger-*Escape* sind Verluste über im QW etwaig lokalisierte Defekte unabhängig von der äußeren Bandverbiegung. Somit ist mit dem Messverfahren (Vergleich zwischen Kurzschluss und Leerlauf) eine Separation von Verlusten durch Ladungsträger-*Escape* und SRH-Rekombination über Defekte im QW möglich. Die folgenden spektral- und zeitaufgelösten Messungen der PL werden somit für beide Fälle *CC* und *OC* gezeigt und diskutiert. Im Rahmen der späteren Analysen der Verluste im Niederinjektionsbereich bildet der Vergleich eine wesentliche Grundlage.

### 3.5.2 Zeitintegrierte Analyse im Kurzschluss und Leerlauf

In der Abbildung 3.18 sind normierte PL-Spektren der LED (ZL033#5) zu sehen, welche mit unterschiedlicher Anregungsleistung bei einer Laserwellenlänge von 400 nm bei Raumtemperatur im Kurzschluss-Fall (a) und Leerlauf-Fall (b) gemessen sind.

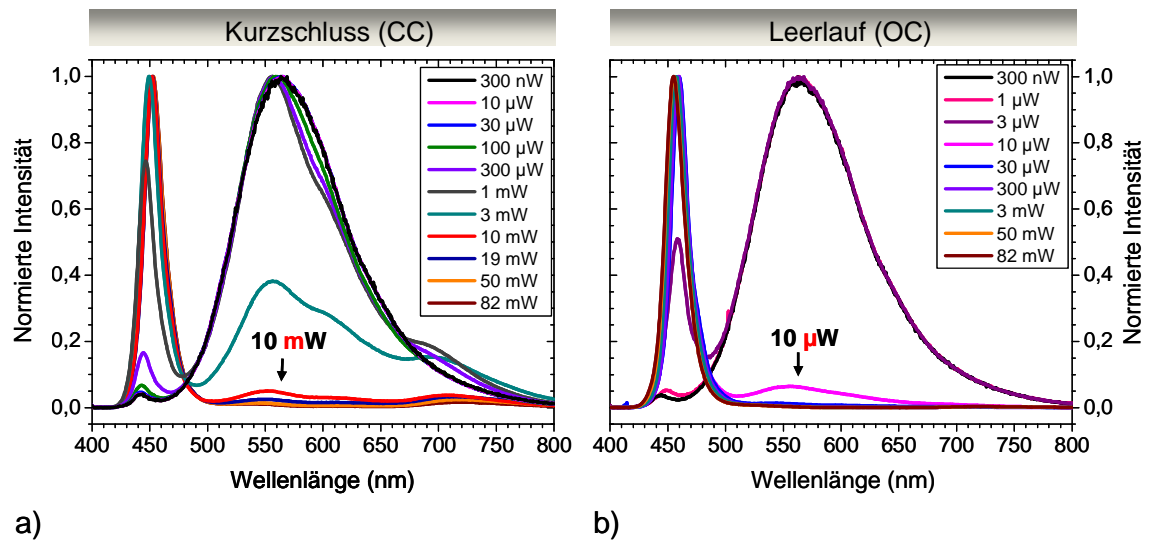


Abbildung 3.18: Normierte PL-Spektren für unterschiedliche Anregungsleistungen von 300 nW bis 82 mW, gemessen bei Raumtemperatur und einer Anregungswellenlänge von 400 nm im Fall a) Kurzschluss und b) Leerlauf.

Für beide Fälle CC und OC zeigt die PL der LED sowohl eine blaue MQW-Emission als auch eine zusätzliche defektverursachte gelbe Emission (YL) im langwelligen Bereich. Gerade aufgrund der normierten Auftragung der PL-Spektren kann für verschiedene Anregungsleistungen eine Abhängigkeit des Verhältnisses von blauer MQW-Emission zur YL erkannt werden. Diese Abhängigkeit unterscheidet sich für beide Fälle deutlich, so dass im Leerlauf die MQW-Emission bereits bei sehr niedrigen Anregungsleistungen das Spektrum dominiert. Im Kurzschluss dagegen wird auch für hohe Anregungsleistungen noch eine dominante YL gemessen. Der Vergleich ähnlich verlaufender PL-Spektren zwischen den Fällen CC und OC, welche bei einer Leistung in Höhe von 10 mW (CC) und 10  $\mu$ W (OC) gemessen sind, verdeutlicht den Unterschied. Dabei wird im Fall CC das PL-Spektrum erst ab einer um drei Größenordnungen höheren Leistung durch die blaue MQW-Emission dominiert.

Die Spitzenintensität der einzelnen PL-Emissionen, MQW und YL, sind in der folgenden Abbildung 3.19 über die Anregungsleistung für beide Fälle OC und CC aufgetragen. Darüber hinaus ist die spektral integrierte Intensität der über den gesamten Spektralbereich detektierten PL für beide Fälle aufgetragen.

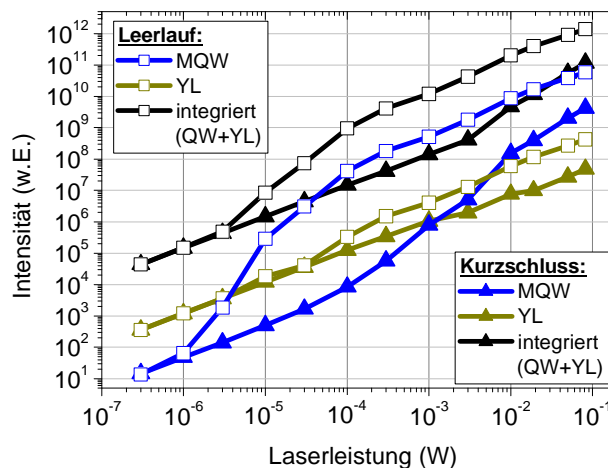


Abbildung 3.19: PL-Peak-Intensität der QW-Emission, der gelben Defektemission (YL) sowie der über den gesamten Wellenlängenbereich spektral integrierten PL-Intensität aufgetragen über die Anregungsleistung für die Fälle OC und CC. Die Daten sind aus den PL-Spektren extrahiert, welche in der Abbildung 3.18 normiert dargestellt und bei Raumtemperatur mit einer Anregungswellenlänge von 400 nm gemessen sind. Die Intensitäten korrelieren zu einer Integrationszeit des Messsystems von 1 s.

Insbesondere der Intensitätsverlauf der blauen MQW-Emission zeigt eine starke Abhängigkeit von den Fällen OC und CC. So steigt im Fall OC die MQW-Emission für Leistungen  $> 1 \mu$ W stark nichtlinear an und ist gegenüber der Emission im Fall CC um mehrere Größenordnungen erhöht. Erst zu höheren Leistungen ( $> 1$  mW) nähert sich die Intensität der MQW-Emission im Fall CC der Intensität im Fall OC an. Interessanterweise steigt die YL mit der Anregungsleistung kontinuierlich an und wird auch bei hohen Leistungen nicht gesättigt. Dies ist ein Hinweis, dass diese Defekte außerhalb des MQWs lokalisiert sind, weil aufgrund der begrenzten Zahl von

Defektzuständen innerhalb eines QWs eine Sättigung im Ansatz zu erwarten wäre. Die Annahme deckt sich mit dem Ausbleiben der YL im elektrischen Betrieb. So wird im Falle von innerhalb der MQW-Barrieren lokalisierten YL-Defekten eine gelbe Emission auch im elektrischen Betrieb für kleine Vorwärtsspannungen  $< 2$  V beobachtet [165]. Der ähnliche Intensitätsanstieg weist darüber hinaus auf keine nennenswerte Abhängigkeit von den Fällen OC und CC und damit der Bandverbiegung hin. Auch in [188] wird die YL der PL-Emission einer grünen LED auf Rekombination über Defekte in den GaN-Schichten außerhalb des MQWs zurückgeführt.

Die Auftragung der spektral integrierten PL-Intensität beider Emissionen MQW und YL zeigt, dass die PL-Intensität im Fall OC für hohe Leistungen  $> 3 \mu\text{W}$  höher ist als im Fall CC. Unter Berücksichtigung des zusätzlichen Ladungsträgerverlustes über den Kurzschlussstrom im Fall CC ist der erhöhte nichtstrahlende Verlust im Fall CC erwartungsgemäß.

Analog zur Auftragung der REQE bei elektrischer Anregung in Abbildung 3.9 lassen sich auch bei optischer Anregung Verluste über eine Normierung der Intensität auf die jeweilige Anregungsleistung sichtbar machen. Die Normierung ist dabei ein Ausdruck für die *relative optische Quanteneffizienz* (ROQE). In der folgenden Abbildung 3.20 ist die auf die Laserleistung normierte PL-Intensität der MQW-Emission für beide Fälle CC und OC über die Laserleistung aufgetragen. Die zusätzliche farbliche Markierung der Betriebsbereiche I und II der LED geht aus den Definitionen in Tabelle 3.2 und der Messung der Photospannung in Abhängigkeit der Anregungsleistung in Abbildung 3.11b hervor. Dabei erlaubt die Photo- bzw. die Leerlaufspannung eine Zuordnung der LED-Betriebsbereiche zu Werten optischer Anregungsleistung. So ist der verlustbehaftete Bereich I definiert zwischen Werten von  $3 \mu\text{W}$  und ca.  $5,5 \text{ mW}$ .

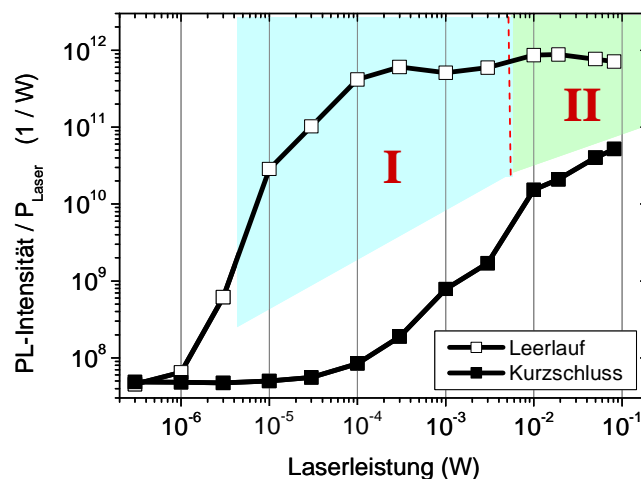


Abbildung 3.20: Auf die Anregungsleistung normierte PL-Intensität der Emission des MQWs (ROQE), aufgetragen über die Laserleistung für die Fälle OC und CC. Die zugehörigen Messwerte sind bei Raumtemperatur und einer Anregungswellenlänge von  $400 \text{ nm}$  gemessen und entsprechen einer Integrationszeit des Messsystems von  $1 \text{ s}$ . Zusätzlich sind die definierten Betriebsbereiche der LED (Bereich I und II) farblich markiert.



Im Fall CC zeigt die LED generell eine deutlich schlechtere optische Effizienz als im Fall OC. Während die relative Effizienz im Fall OC bereits ab Leistungen  $> 1 \mu\text{W}$  stark ansteigt, nimmt sie im Fall CC erst für Leistungen  $> 100 \mu\text{W}$  langsam zu. Die Auftragung verdeutlicht dabei die erhöhten Verluste im Fall CC. Auch bei der rein optischen Anregung korreliert der Verlauf der ROQE im Fall OC tendenziell mit den elektrisch und photoelektrisch ermittelten Betriebsbereichen der LED (I und II). So nimmt die relative Effizienz im verlustbehafteten Bereich I noch mit steigender Anregungsleistung zu, während sie zum verlustfreien Bereich II hin zu sättigen scheint. Für sehr kleine Leistungen  $< 10 \mu\text{W}$  wird ein starker Abfall der ROQE beobachtet, so dass die Werte für Leistungen  $< 1 \mu\text{W}$  im Fall OC und CC vergleichbar sind. Gemäß Abbildung 3.11b korreliert dieser Leistungsbereich mit Photospannungswerten unterhalb von 1,95 V. In diesem Spannungsbereich (unterhalb des Bereichs I) ist keine EL messbar und die Photospannung zeigt einen starken Anstieg mit steigender Anregungsleistung (siehe Abbildung 3.11b).

Die erhöhten Werte für die ROQE im Fall OC gegenüber dem Fall CC belegen, dass die Verluste bei optischer Anregung analog zur elektrischen Anregung eine starke Abhängigkeit zum Spannungsabfall über die LED bzw. der Bandverbiegung im optisch aktiven Bereich haben. So werden die Verluste mit steigender Spannung unterdrückt. Zum Vergleich der Verluste im elektrischen Betrieb (Abbildung 3.9) und der Verluste im Fall optischer Anregung (Abbildung 3.20) sind in der folgenden Abbildung 3.21 die REQE und die ROQE bei Raumtemperatur im Fall OC über die angelegte Spannung bzw. die gemessene Leerlaufspannung aufgetragen.

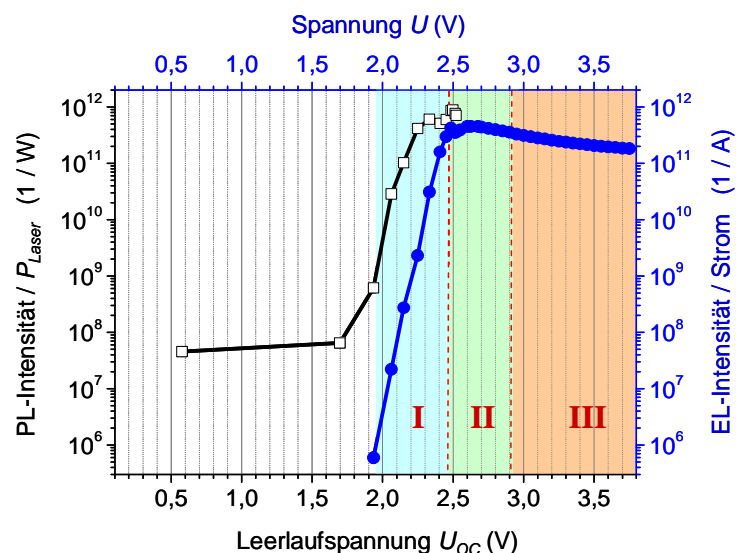


Abbildung 3.21: ROQE im Fall OC (Quadrate) aufgetragen über die Leerlaufspannung. REQE (Punkte) aufgetragen über die angelegte Spannung.

Die Auftragung der optisch und elektrisch gemessenen Effizienzen in einem Bild zeigt, dass die Verlustmechanismen im elektrischen Betrieb und im Fall der optischen Anregung eine Korrelation aufweisen. So ist der mit der Spannung ansteigende Verlauf

der Effizienzen im verlustbehafteten Niederinjektionsbereich I vergleichbar, auch wenn die Werte für die REQE um ca. 0,2 V zu höheren Spannungen verschoben sind. Der zusätzliche Spannungsabfall kann dabei durchaus auf Kontakt- und Serienwiderstände der LED zurückzuführen sein, welche im elektrischen Betrieb zusätzlich auftreten können. Der Vergleich indiziert somit, dass die Mechanismen, die zu Verlusten im elektrischen Betrieb führen, ebenfalls durch optische Anregung abgebildet werden können. Somit lassen sich die Erkenntnisse aus den optischen Untersuchungen auf die Prozesse im elektrischen Betrieb zurückführen.

Neben der PL-Intensität bzw. ROQE zeigt auch die Wellenlänge der optisch angeregten MQW-Emission eine starke Abhängigkeit von der Laserleistung bzw. der Fälle OC und CC. Dieses Verhalten ist bereits in den zugehörigen PL-Spektren in Abbildung 3.18 zu erkennen und soll mit der folgenden Abbildung 3.22 quantitativ diskutiert werden. Hier ist die beim jeweiligen Spitzenwert ermittelte Wellenlänge der MQW-Emission für beide Fälle OC und CC in Abhängigkeit der Anregungsleistung aufgetragen. Zusätzlich ist neben der Kennzeichnung der LED-Betriebsbereiche analog zu Abbildung 3.20 farbig der Wellenlängenbereich gekennzeichnet, in welchem die EL bei der entsprechenden Messung in Abbildung 3.8 detektiert werden konnte.

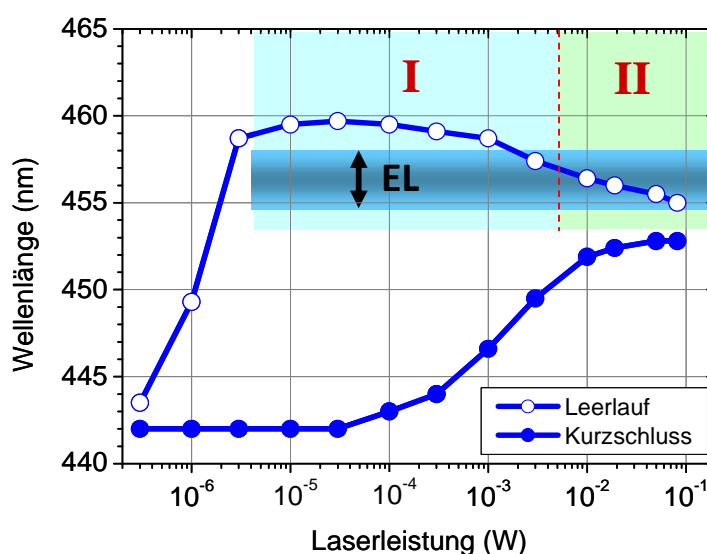


Abbildung 3.22: Über die Anregungsleistung aufgetragene Wellenlänge der blauen MQW-Emission im Spitzenwert. Die Daten sind aus den Spektren in Abbildung 3.18 für beide Fälle OC und CC extrahiert. Zusätzlich sind der Wellenlängenbereich der EL sowie die ermittelten Betriebsbereiche der LED gemäß der Zuordnung aus Abbildung 3.20 markiert.

Im Vergleich zur EL zeigen die PL-Spektren für beide Fälle OC und CC große spektrale Verschiebungen in Abhängigkeit der Anregungsleistung. Dabei unterscheidet sich der Verlauf zwischen den Fällen CC und OC erheblich. Im Fall CC ist die MQW-Emission über den kompletten Bereich kurzwelliger als die EL. Im Fall OC ist die PL lediglich bei sehr kleinen Leistungen  $< 3 \mu\text{W}$  kurzwelliger. Bei höheren Anregungsleistungen sind die Wellenlängen mit denen der EL-Spektren vergleichbar. Insbesondere unter

Berücksichtigung der Messung aus Abbildung 3.20 fällt auf, dass in Leistungsbereichen großer nichtstrahlender Verluste (OC:  $< 3 \mu\text{W}$ , CC:  $< 100 \mu\text{W}$ ) die PL der MQW-Emission deutlich kurzwelliger bzw. hochenergetischer als die EL ist.

Im Fall OC zeigt die PL schon bei kleinen Leistungssteigerungen eine starke Rot-Verschiebung von 443 nm auf knapp 460 nm. Im Fall CC tritt ebenfalls eine Rot-Verschiebung des MQW-PL-Spektrums von 442 nm auf ca. 453 nm auf. Diese besitzt jedoch eine deutlich geringere Steigung und tritt erst für Leistungen  $> 100 \mu\text{W}$  auf. In beiden Fällen ist die Rot-Verschiebung der MQW-PL mit einer Erhöhung der Effizienz verbunden. Im Fall OC ist dies direkt mit dem Aufbau einer Photo- bzw. Leerlaufspannung verbunden, welche zu einer Abflachung der Energiebänder führt. Bereits mit dem Modell in Abbildung 3.17 ist die Abflachung der äußeren Bänder aufgrund einer abfallenden Spannung (Fall B) in Bezug zu einem reduzierten Verlust und einer Rot-Verschiebung der Emission gesetzt worden. Dabei ergab die Diskussion, dass auch im Fall CC bei hoher Leistung aufgrund eines Photostrom-verursachten parasitären Spannungsabfalls von einer Abflachung der Bänder ausgegangen werden kann, welche zu einer Rot-Verschiebung des Spektrums führt und die Effizienz der LED steigen lässt.

Bei Leistungen aus dem Betriebsbereich I ist die PL-Wellenlänge im Fall OC langwelliger als die Wellenlänge der EL-Spektren und relativ konstant. Im Bereich gesättigter Effizienz (Betriebsbereich II) tritt im Fall OC eine Blau-Verschiebung der PL-Wellenlänge auf, so dass die Wellenlängen der PL- und EL-Spektren der MQW-Emission vergleichbar werden. Insbesondere aufgrund der nicht mehr vorhandenen bzw. vernachlässigbaren Verluste in diesem Leistungsbereich kann die Blau-Verschiebung durch Abschirmungseffekte in Zusammenhang mit dem QCSE verursacht sein. Dabei werden die internen Piezo-Felder aufgrund der hohen optisch injizierten Ladungsträgerdichte abgeschwächt, so dass die Rekombinationsenergie zunimmt [134], [141].

Auch die hohe PL-Energie bzw. die im Vergleich zur EL kurzen Wellenlängen der PL im Bereich sehr großer Verluste unterhalb des Betriebsbereich I ( $< 1,95 \text{ V}$ ) können in Zusammenhang zum QCSE stehen. Der Effekt ist bereits in Abbildung 3.17 gezeigt worden. Gemäß dem dort diskutierten Fall A für kleine Ladungsträgerdichten ist die Rekombinationsenergie aufgrund einer Piezo-Feld-Abschirmung zunächst erhöht. Für steigende Anregungsleistungen gemäß Fall B wird die Spannung über dem  $pn$ -Übergang aufgrund einer optisch erzeugten zusätzlichen Spannung reduziert. Aufgrund dessen verbiegen sich die Bänder im QW wieder stärker und die PL ist langwelliger. Nach Auswertung der bisherigen Messungen ist dieser Zustand ab dem Betriebsbereich I erreicht, bei welchem die Spannung über dem  $pn$ -Übergang mindestens um 1,95 V reduziert ist. Auf analoge Weise wird für eine grüne LED eine steigende Emissionsenergie für sinkende Spannungswerte unter 2 V in Zusammenhang mit dem QCSE diskutiert [188]. Im Rahmen des Abschnitts 3.6.1 wird die Diskussion des Effekts erneut aufgegriffen und mit Hilfe eines Bändermodells veranschaulicht.

### 3.5.3 Zeitaufgelöste Analyse im Kurzschluss und Leerlauf

Die zeitaufgelöste Analyse der PL im Fall OC und CC erlaubt einen Einblick in die Ladungsträgerdynamik. Die Auswertung der entsprechenden Zerfallskurven trägt somit erheblich zum Verständnis der Mechanismen bei, welche das beobachtete optische Verhalten im Fall OC und CC verursachen. Die folgende Abbildung 3.23 zeigt spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission, welche im Fall CC für verschiedene Laserleistungen gemessen sind. Die hier gemessene PL entspricht der PL, welche in Abbildung 3.18a spektral aufgelöst gemessen ist.

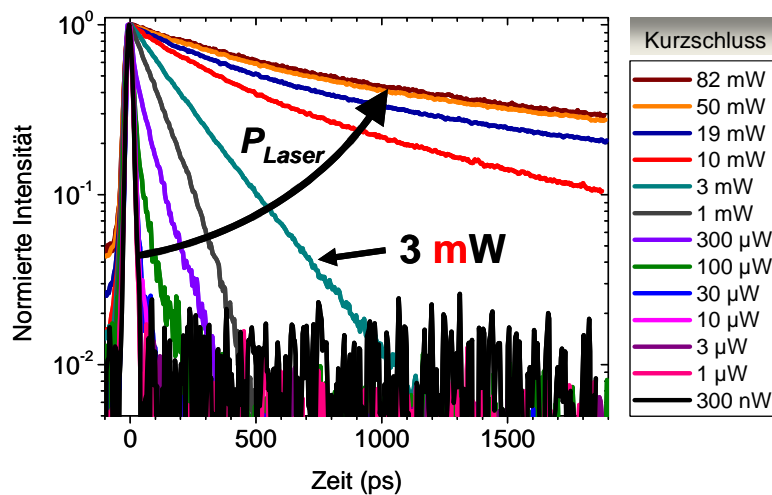


Abbildung 3.23: Spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission für verschiedene Laserleistungen von 300 nW bis 82 mW, gemessen bei einer Anregungswellenlänge von 400 nm und Raumtemperatur im Fall CC. Der eingezeichnete Pfeil repräsentiert die steigende Laserleistung  $P_{\text{Laser}}$ .

Die Zerfallskurven zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Laserleistung. Für kleine Leistungen bis ca. 100  $\mu\text{W}$  ist der Zerfall mit Lebensdauern im Bereich einiger Pikosekunden sehr schnell. Dieser Leistungsbereich entspricht dem Bereich sehr geringer Effizienzen (siehe Abbildung 3.20), so dass der Zerfall durch nichtstrahlende Prozesse geprägt wird und die entdeckten hohen Verluste widerspiegelt. Nach den Ergebnissen der Photostrom- und Photospannungsmessung aus Abbildung 3.11 sind die Verluste hier im Wesentlichen auf einen Ladungsträger-*Escape* aus dem MQW zurückzuführen. Aufgrund der sehr geringen Zeitkonstante, mit der die Ladungsträger den QW verlassen können, ist die Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombination von Ladungsträgern im QW mit Lebensdauern im zweistelligen Bereich von Nanosekunden stark reduziert.

Oberhalb von 100  $\mu\text{W}$  steigt die Lebensdauer kontinuierlich an und wird im Leistungsbereich zwischen 1 mW und 10 mW signifikant länger. Im Bereich der höchsten Leistungen scheint die Lebensdauer bei einem Wert von ca. 2 ns zu sättigen. Wird der Verlauf der relativen optischen Effizienz in Abbildung 3.20 berücksichtigt, dann korreliert der schnelle Anstieg der Lebensdauer mit einem Anstieg der Effizienz.

Somit geht der Anstieg der Lebensdauer mit einer Reduzierung der nichtstrahlenden Verluste einher. Gleichzeitig deutet die nahezu konstante Lebensdauer für Leistungen  $> 10$  mW auf eine relativ konstante Bandverbiegung im QW mit steigender Anregungsleistung hin. Dieser Effekt steht in Einklang mit der konstanten Emissionswellenlänge der PL-Spektren im Fall CC.

Zu den leistungsabhängigen PL-Spektren in Abbildung 3.18b sind in der folgenden Abbildung 3.24a die zugehörigen Zerfallskurven im Fall OC dargestellt.

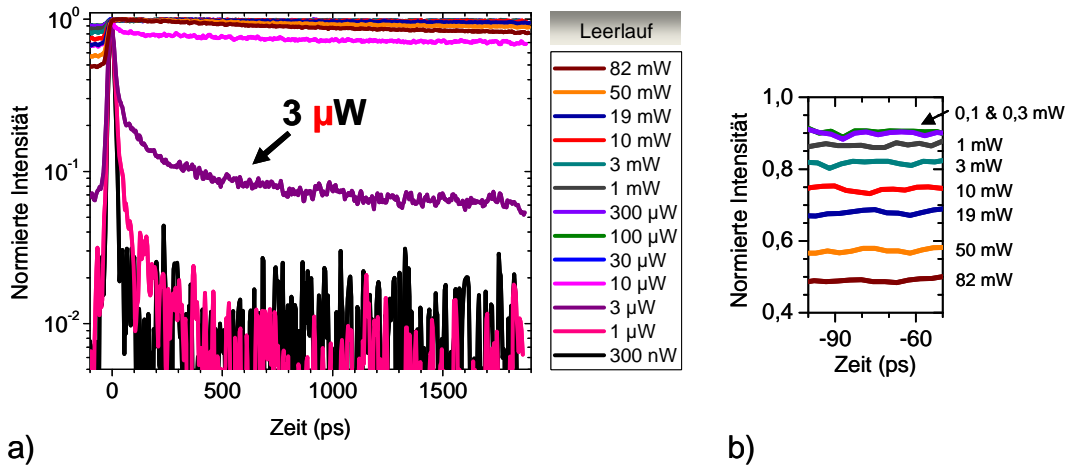


Abbildung 3.24: a) Spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission für verschiedene Laserleistungen von 300nW bis 82 mW, gemessen bei einer Anregungswellenlänge von 400 nm und Raumtemperatur im Fall OC. b) Zoom-Ansicht der Zerfallskurven im zeitlichen Bereich vor dem Laserpuls bei  $t = 0$  s, extrahiert aus a).

Auch im Leerlauf ist eine Abhängigkeit der Zerfälle zur Anregungsleistung zu beobachten, wobei ein deutlicher Unterschied zum Verlauf der Zerfallskurven im Fall CC zu bemerken ist. Im Gegensatz zum Fall CC wird im Fall OC kein kontinuierlicher Anstieg der Lebensdauer mit steigender Leistung detektiert. Stattdessen bestehen die Zerfallskurven hier im Wesentlichen aus Zerfallskomponenten mit einer sehr kurzen Lebensdauer im Bereich einiger Pikosekunden und einer sehr langen Lebensdauer im zweistelligen Nanosekundenbereich. Für Leistungen  $< 3$   $\mu$ W wird der Zerfall durch die schnelle Zerfallskomponente dominiert. Ab einer Leistung von hier  $> 3$   $\mu$ W wird zusätzlich die lange Zerfallskomponente gemessen, welche für weiter steigende Anregungsleistungen den Zerfall dominiert. So nimmt der Anteil der kurzen Komponente kontinuierlich ab bis sie ab ca. 30  $\mu$ W nicht mehr aufgelöst wird. Analog zum Fall CC geht auch hier das Verschwinden der kurzen Zerfallskomponente einher mit einer Reduzierung der nichtstrahlenden Verluste. So korrelieren die schnellen Zerfälle, welche die Zerfallskurven bis ca. 3  $\mu$ W stark prägen, mit den sehr niedrigen Effizienzen unterhalb des Bereichs I (siehe Abbildung 3.20). Die schnellen Zerfälle reflektieren also den in diesem Bereich dominanten parasitären Ladungsträger-*Escape* zum Aufbau der Photospannung.

Anhand der zeitaufgelösten Messung lässt sich die kurze Zerfallskomponente energetisch von der Komponente mit der langen Lebensdauer trennen. In der folgenden Abbildung 3.25a ist dazu exemplarisch für die Messung bei  $3\ \mu\text{W}$  das Messbild der Streak-Kamera dargestellt.

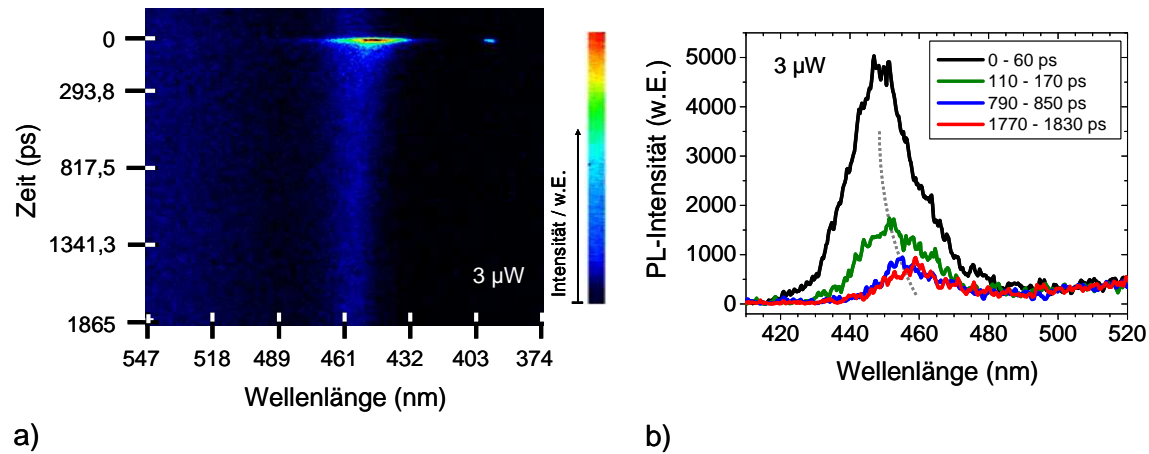


Abbildung 3.25: a) Streak-Kamera-Messung der PL von der Probe ZL033#5 bei einer Laserleistung von  $3\ \mu\text{W}$  und Raumtemperatur im Leerlauf. b) Zu verschiedenen Zeiten extrahierte zeitintegrierte PL-Spektren. 0 ps entspricht dem Zeitpunkt des Laser-Pulses.

In der Messung der Streak-Kamera ist bei  $t = 0\ \text{s}$  direkt nach dem Laser-Puls die kurzzeitige PL-Emission der LED zu sehen, welche bei ca. 450 nm zentriert ist. Zusätzlich ist der langwelligere Zerfall zu sehen, welcher sich hier über den gesamten zeitlichen Bereich erstreckt. Die PL-Spektren in Abbildung 3.25b sind durch zeitliche Integration über einen Messbereich von jeweils 60 ps zu verschiedenen Zeitpunkten aus der Streak-Kamera-Messung extrahiert. Daran lässt sich deutlich die Rot-Verschiebung zwischen den Zerfallskomponenten erkennen. Dabei ist die PL-Emission mit der langen Lebensdauer analog zur zeitintegrierten Messung aus Abbildung 3.22 bei ca. 459 nm zentriert und somit um ca. 9 nm zur kurzen Komponente verschoben. Analog zum Fall CC ist somit auch im Fall OC der Verlust durch Ladungsträger-*Escape* unterhalb des Bereich I verbunden mit einer hochenergetischen Emission mit einer sehr schnellen Lebensdauer. Dies steht dabei auch in Einklang zu den Diskussionen zur gemessenen hochenergetischen Emission bei Tieftemperatur im Fall CC (siehe Abbildung 3.14 und folgende). Auch dort ist eine separierte hochenergetische Emission mit kürzerer Lebensdauer in Zusammenhang mit Ladungsträger-*Escape*-Verlusten gebracht worden.

Die mit der langen Lebensdauer verbundene langwellige Emission in einem Leistungsbereich zwischen  $3\ \mu\text{W}$  und  $3\ \text{mW}$  (Bereich I) wird bei Vergleich mit den Messungen aus Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 im Bereich I der LED gemessen. Obwohl also, wenn auch abgeschwächt, *Escape*-Verluste zum weiteren Aufbau der Photospannung bis zur Laserleistung von ca.  $3\ \text{mW}$  (vergl. Abbildung 3.11b) noch vorhanden sind, wird dieser nichtstrahlende Verlust in der Zerfallskurve nicht durch eine kurze Komponente aufgelöst. Der lange Zerfall korreliert mit der Vorstellung von strahlender Rekombination örtlich getrennter Ladungsträger im QW.

Im effizienten Bereich II oberhalb von ca. 2,45 V, welcher im Fall OC bei Leistungen  $> 3 \text{ mW}$  erreicht wird, sinkt die Lebensdauer. Dies ist an der Reduzierung der PL-Intensität in Abbildung 3.24b zu erkennen, welche der verbleibenden PL-Intensität des vorangegangenen Laserpulses nach einer Zeit von ca. 13,16 ns entspricht (vergleiche Ausführungen in Abschnitt 2.2.3). Somit können anhand der Intensitäten aus Abbildung 3.24b die Lebensdauern für die jeweiligen Anregungsleistungen abgeleitet werden. In der folgenden Abbildung 3.26 ist die ermittelte Ladungsträgerlebensdauer über die Laserleistung aufgetragen.

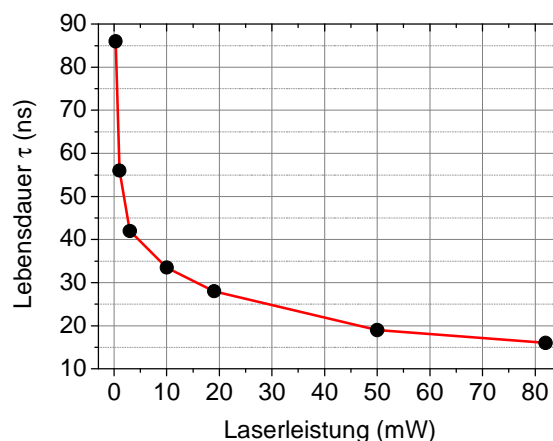


Abbildung 3.26: Ladungsträgerlebensdauer  $\tau$  für Leistungen  $> 300 \mu\text{W}$ , gemessen im Fall OC bei Raumtemperatur und einer Anregungswellenlänge von 400 nm.

Der Verlauf der Lebensdauer über die Anregungsleistung ist ähnlich zu [140] (siehe Abbildung 1.15a) und zeigt deutlich deren Reduzierung mit steigender Leistung. Die sinkende Lebensdauer in Einklang mit der sinkenden PL-Wellenlänge in diesem Leistungsbereich (vergl. Abbildung 3.22) spricht für eine Abschirmung des internen Piezo-Feldes [140], [141].

### 3.6 Optische Verlust- und Defekt-Analyse

In den folgenden Abschnitten werden diverse Mechanismen, welche die beobachteten Effekte bei den optischen Messungen hervorgerufen haben können, anhand von Modellen und thermischen Messungen zusammenfassend diskutiert. Im Rahmen dessen soll erörtert werden, inwieweit die Bandverbiegung im aktiven Bereich der LED Einfluss auf die Verlustmechanismen im Niederinjektionsbereich ausübt. Messungen der PL in Abhängigkeit der Temperatur von Raumtemperatur bis herab zu 7 K sollen dabei thermische Einflüsse aufdecken. Abschließend bilden PL-Messungen mit variabler Anregungswellenlänge die Grundlage für die Diskussion eines möglichen Zusammenhangs der Niederinjektionsverluste mit etwaig im Barrierenmaterial lokalisierten Defektzuständen.



### 3.6.1 Modell zur Ladungsträgerdynamik im Kurzschluss und Leerlauf

Die optischen und photoelektrischen Messungen in den vorangegangenen Abschnitten haben eine starke Abhängigkeit der Verlustmechanismen im Niederinjektionsbereich von der äußeren Spannung bzw. der Bandverbiegung über den aktiven Bereich der LED offenbart. Ein möglicher Ladungsträger-*Escape* aus dem QW hat in diesem Zusammenhang auch zusammen mit dem QCSE im QW einen großen Einfluss auf die Ladungsträgerdynamik. Anhand eines Modells sollen nun mögliche Mechanismen diskutiert werden, durch welche die entdeckten Abhängigkeiten der relativen optischen Quanteneffizienz, der Emissionsenergie und der Lebensdauern bzw. der Zerfallskurven verursacht werden können. Dazu ist in der folgenden Abbildung 3.27 zunächst ein vereinfachtes Bändermodell für den Kurzschluss-Fall zu sehen, in welchem der Bandverlauf über einen einzelnen QW mit unterschiedlicher Bandverbiegung für kleine (a) und große optische Anregungsleistungen (b) skizziert ist. Des Weiteren sind Quantisierungszustände im QW, sowie mögliche Ladungsträgertransferwege  $n_{transfer}$  als auch Rekombinationswege  $R_0$  und  $R_1$  entsprechend eingezeichnet.

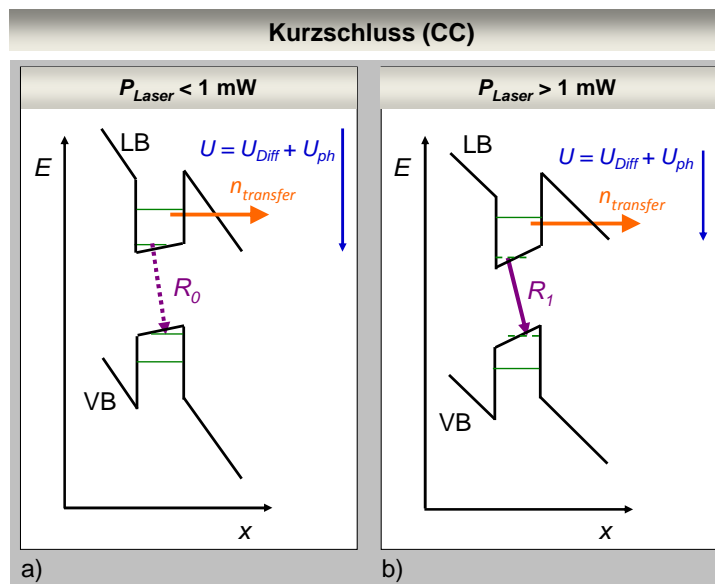


Abbildung 3.27: Vereinfachtes Bändermodell über einen QW für den Fall CC und unterschiedliche Leistungsbereiche a)  $P < 1 \text{ mW}$  und b)  $P > 1 \text{ mW}$ . Neben dem Leitungsband LB und dem Valenzband VB sind schematisch Quantisierungszustände, sowie Rekombinationspfade bzw. Transferwege der Ladungsträger eingezeichnet.

Nach dem Modell in Abbildung 3.27a wird im Kurzschluss im Bereich kleiner optischer Leistungen ( $P_{Laser} < 1 \text{ mW}$ ) das Feld im  $pn$ -Übergang im Wesentlichen durch die Diffusionsspannung  $U_{Diff}$  bestimmt. Somit sind die Bänder stark verbogen, so dass das interne Piezo-Feld der QWs abgeschwächt und das Band entsprechend abgeflacht ist. Dieser Effekt wird durch die entgegen gerichtete Orientierung der Felder hervorgerufen [133]. Die somit geringere Separation der Ladungsträger im QW führt bei Rekombination  $R_0$  zu einer reduzierten Lebensdauer, während der erhöhte energetische Abstand zu einer kurzwelligen Emission führt. Diese Effekte sind in Abbildung 3.22



und Abbildung 3.23 beobachtet worden. Darüber hinaus wird in diesem Bereich ein mit der Anregungsleistung linear ansteigender Photostrom (Abbildung 3.11a) sowie eine sehr geringe Effizienz (Abbildung 3.20) gemessen. Insbesondere aufgrund des Photostroms trotz resonanter optischer Anregung im QW muss daher ein parasitärer Ladungsträger-*Escape* aus dem QW stattfinden, welcher sowohl thermisch als auch durch einen quantenmechanischen Tunnelprozess durch die Barriere verursacht sein kann. Dabei sei angemerkt, dass die starke Verbiegung der äußeren Bänder insbesondere bei kleinen Leistungen mit relativ flachen Bändern im QW die Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelprozess erhöht. Generell entspricht der nichtstrahlende Verlust über den Ladungsträger-*Escape* ( $n_{transfer}$ ) dem dominanten Prozess in diesem Leistungsbereich.

Für erhöhte Leistungen ( $P_{Laser} > 1 \text{ mW}$ ) wird ein Anstieg der relativen Effizienz mit steigender Anregungsleistung beobachtet (Abbildung 3.20). Dies geht einher mit einer spektralen Verschiebung des PL-Spektrums zu längeren Wellenlängen (Abbildung 3.22) und einer Verlängerung der Lebensdauer. Nach dem Modell gemäß Abbildung 3.27b kann dies durch eine Abflachung der Bänder im *pn*-Übergang und einer daraus resultierenden Erhöhung der Piezo-Feldstärke im QW erklärt werden. Die Ursache hierfür ist ein Photostrom-verursachter parasitärer Spannungsabfall  $U_{ph}$ , welcher die Spannung  $U$  am *pn*-Übergang abschwächt. Aufgrund dessen kann sich die Feldstärke des internen Piezo-Feldes entsprechend erhöhen [136]. Dies hat eine stärkere Separation der Ladungsträger im QW und einen geringeren energetischen Abstand bei Rekombination  $R_I$  zur Folge. Darüber hinaus steigt die Lebensdauer aufgrund der erhöhten örtlichen Trennung der Ladungsträger im QW. In den Messungen wird diese Vorstellung durch die steigende Lebensdauer (Abbildung 3.23) und die längere Emissionswellenlänge bestätigt.

In der Literatur wird eine Verlängerung der Lebensdauer einhergehend mit einer Erhöhung der Wellenlänge für steigende extern angelegte Spannungen in Vorwärtsrichtung auch im Falle einer grünen LED auf die Verstärkung der internen piezoelektrischen Felder durch die Abschwächung des Diffusionsfeldes zurückgeführt [188]. Dabei wird das Phänomen in einem Spannungsbereich zwischen 0 und 2V detektiert, welcher mit dem hier extrem verlustbehafteten Bereich unterhalb des Bereich I übereinstimmt und nach den Erläuterungen zu Abbildung 3.20 und Abbildung 3.22 eine Analogie zum hier vorliegenden Leistungsbereich im Fall CC aufweist.

Die folgende Abbildung 3.28 zeigt den vereinfachten Bandverlauf über einen QW im Leerlauf-Fall mit unterschiedlichen Bandverbiegungen für variierende optische Leistungsbereiche. Auch hier sind die Verbiegungen der Bänder entsprechend der elektrischen Felder angepasst und Rekombinationspfade sowie Wege für einen Ladungsträgertransfer eingezeichnet.

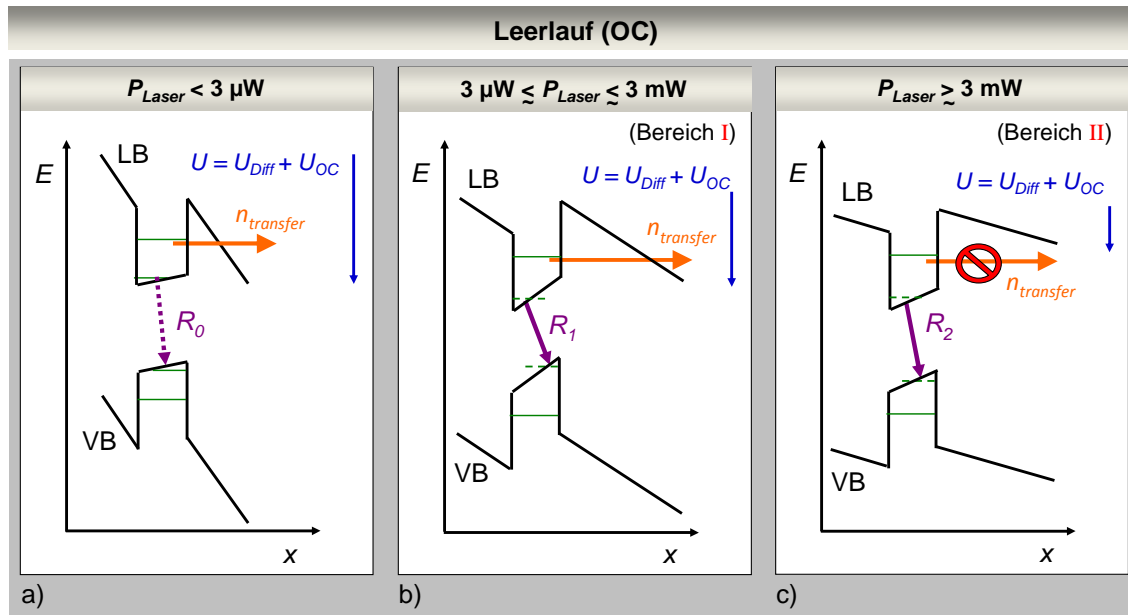


Abbildung 3.28: Vereinfachtes Bändermodell über einen QW für den Fall OC und unterschiedliche Leistungsbereiche a)  $P < 3 \mu\text{W}$ , b)  $3 \mu\text{W} < P < 3 \text{ mW}$  und c)  $P > 3 \text{ mW}$ . Neben dem Leitungsband und dem Valenzband sind schematisch Zustände, sowie Rekombinationspfade bzw. Transferwege der Ladungsträger eingezeichnet.

Im Leerlauf weisen die experimentellen Ergebnisse auf drei verschiedene Betriebsbereiche hin, zwischen welchen sich die Emissionseigenschaften und die Verlustmechanismen entscheidend unterscheiden. Im Bereich sehr kleiner Laserleistungen ( $P_{\text{Laser}} < 3 \mu\text{W}$ ) wird eine hochenergetische PL (Abbildung 3.22) zusammen mit einer sehr niedrigen Effizienz (Abbildung 3.20) gemessen. Dabei ist die PL neben der relativen Effizienz und der Wellenlänge auch zeitlich mit Lebensdauern bzw. Lebensdauerkomponenten von nur einigen Pikosekunden (Abbildung 3.24a) vergleichbar mit den Ergebnissen im Fall CC im Bereich kleiner Leistungen ( $< 1 \text{ mW}$ ) verknüpft. Dementsprechend wird auch im Fall OC von einem ähnlichen Rekombinationspfad  $R_0$  ausgegangen, wie er in Abbildung 3.28a skizziert ist. Der hierbei dominante Verlust über Ladungsträger-*Escape* kann auch im Fall OC messtechnisch über einen Aufbau einer Photo- bzw. hier Leerlaufspannung  $U_{\text{OC}}$  von 0 V auf ca. 2 V (vergl. Abbildung 3.11b) nachgewiesen werden. Gemäß der zeitaufgelösten PL-Messungen (Abbildung 3.24 und Abbildung 3.25) ist der Ladungsträger-*Escape* bei Raumtemperatur im Fall OC mit einer Zeit von wenigen Pikosenkunden verbunden. Somit tritt auch im Fall OC für sehr kleine Anregungsleistungen ein Bereich gemäß dem Modell in Abbildung 3.28a auf, in dem Verluste über einen *Escape* gegenüber strahlender Rekombination dominant sind.

Der mittlere Leistungsbereich (zwischen 3 - 10  $\mu\text{W}$  und ca. 3 mW) ist über die Werte der zugehörigen Leerlaufspannung dem Niederinjektionsbereich der LED (Bereich I) gemäß Tabelle 3.2 zugeordnet. Hier steigt die ROQE mit der Laserleistung an (Abbildung 3.20), während die Wellenlänge der PL konstant und deutlich länger ist mit

Werten oberhalb der EL-Wellenlänge (Abbildung 3.22). Die gemessenen Zerfallskurven zeigen darüber hinaus sehr lange Ladungsträgerlebensdauern mit Werten bis zu ca. 85 ns, obwohl ein weiterer Aufbau der Leerlaufspannung von 2 auf ca. 2,5 V (Abbildung 3.11b) und somit Verluste über Ladungsträger-*Escape* noch nachgewiesen werden. Jedoch sind die Bänder in diesem Spannungsbereich aufgrund der reduzierten Spannung  $U$  am  $pn$ -Übergang schon deutlich abgeflachter, so dass der *Escape* entsprechend erschwert wird. Die experimentellen Ergebnisse unterstützen die Vorstellung eines Bereiches gemäß der Skizze in Abbildung 3.28b. Dabei sind die Piezo-Feld-verursachten Bandverbiegungen im QW aufgrund der äußeren Leerlaufspannung ( $> 2$  V) und der damit einhergehenden Abflachung der äußeren Bänder stark verändert. Somit rekombinieren die Ladungsträger über den Pfad  $R_1$  strahlend mit einer stark rot-verschobenen Wellenlänge und einer langen Lebensdauer.

Der dritte Bereich mit hohen Anregungsleistungen ( $P_{\text{Laser}} > 3$  mW) ist gemäß Tabelle 3.2 dem effizienten Bereich der LED (Bereich II) zugeordnet. Auch mittels der optischen Anregung wird hier eine konstante relative Effizienz gemessen (Abbildung 3.20), während die Wellenlängen der PL-Spektren vergleichbar mit der EL-Wellenlänge sind. Auch die Messung der Leerlaufspannung zeigt keinen weiteren Anstieg mit der Anregungsleistung, so dass der Wert bei ca. 2,5 V sättigt (Abbildung 3.11b) und gleichzeitig von einer Unterdrückung weiterer Ladungsträgerverluste über *Escape* ausgegangen werden kann. Im Weiteren zeigt die PL eine Wellenlängenverschiebung zu höheren Energien (Abbildung 3.22), während die Lebensdauer der Ladungsträger mit zunehmender Leistung im gemessenen Bereich von max. 85 ns auf ca. 15 ns abfällt (Abbildung 3.26). Diese Effekte können mit einer Abschirmung des internen Piezo-Feldes aufgrund der hohen optisch injizierten Ladungsträgerkonzentration im QW erklärt werden. Dabei werden die Bänder im QW mit steigender Anregungsleistung erneut abgeflacht, so dass die PL bei Rekombination gemäß dem eingezeichneten Pfad  $R_2$  eine größere Energie und aufgrund der verringerten örtlichen Ladungsträgerseparation eine kürzere Lebensdauer aufweist (siehe Abbildung 3.28c). Der unterdrückte Ladungsträger-*Escape* ist gemäß des Modells durch eine stark reduzierte bzw. unterdrückte Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barriere zu erklären. Demnach würden die *Escape*-Prozesse aufgrund der abgeflachten äußeren Bänder für externe Spannungen (hier  $U_{OC}$ )  $\geq 2,5$  V vollständig unterdrückt. Der messtechnische Zusammenhang zwischen dem *Escape* und der Photospannung bzw. der äußeren Bandverbiegung deutet dabei darauf hin, dass der *Escape*-Verlust im Wesentlichen durch Tunnelprozesse durch die Barrieren verursacht ist. Thermisch aktivierter *Escape* über die Barriere hinweg scheint unwahrscheinlicher oder aufgrund der reduzierten Feldstärke im MQW vernachlässigbar zu sein.

### 3.6.2 Ladungsträger-Escape - Optische und photoelektrische Analyse

Die optischen und photoelektrischen Untersuchungen belegen, dass im QW optisch erzeugte Ladungsträger diesen verlassen können, obwohl die optisch zugeführte Energie unterhalb der Energie der angrenzenden Barrieren liegt. Anschließend gehen die Ladungsträger über einen Kurzschlussstrom verloren oder bauen im Fall offener Kontakte eine Photospannung auf. In diesem Abschnitt werden potenzielle Ursachen für den Ladungsträger-Escape diskutiert. Zunächst werden unterschiedliche Mechanismen anhand eines Bändermodells dargestellt und beschrieben. Anschließend werden auf Basis thermisch abhängiger PL-Untersuchungen und Photostrommessungen die Mechanismen hinter dem *Escape* diskutiert und die Ursache näher eingrenzt.

In der folgenden Abbildung 3.29 ist das vereinfachte Bändermodell eines MQW skizziert, welcher zwischen einer  $p$ - und  $n$ -dotierten Schicht eingebettet ist. Die eingezeichneten Pfeile deuten mögliche Wege bzw. Prozesse an, über welche Ladungsträger den QW prinzipiell verlassen können. Grundsätzlich kann der *Escape* sowohl durch den Verlust von Löchern aus dem QW im Valenzband VB oder Elektronen im Leitungsband LB begründet sein. Aufgrund dessen sind die drei Prozesse, welche folgend diskutiert werden sowohl im VB als auch im LB qualitativ skizziert und dargestellt.

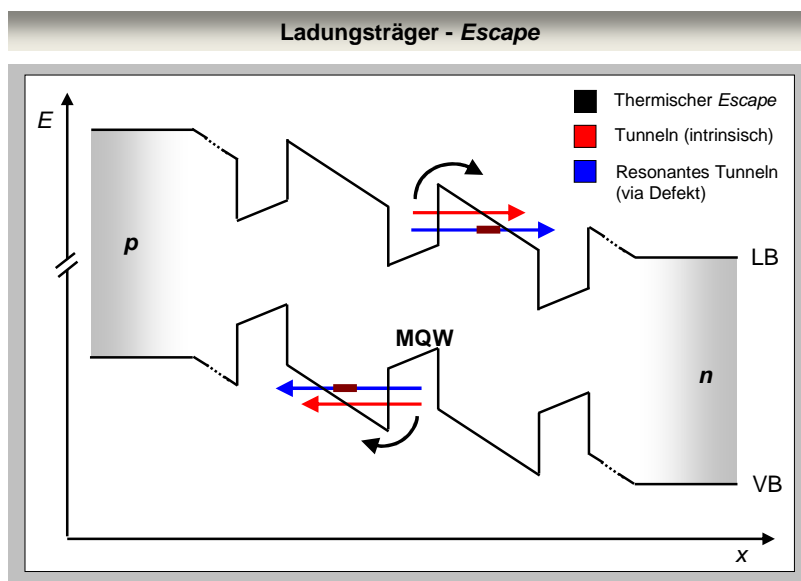


Abbildung 3.29: Vereinfachtes Bändermodell eines  $pn$ -Übergangs mit  $3x$ -MQW. Qualitativ sind Wege für einen Ladungsträger-Escape aus dem QW über Pfeile angedeutet. Zusätzlich ist ein Defekt-Zustand in der Barriere nahe dem LB bzw. dem VB angedeutet.

Bei der Eruiierung möglicher Ursachen für den Ladungsträger-Escape sei zunächst ein thermisch verursachter *Escape* über die Barriere hinweg betrachtet, welcher insbesondere bei Raumtemperatur grundsätzlich denkbar ist. Dabei wird den Ladungsträgern die zur Überwindung der Barriere notwendige Energie thermisch zugeführt. Dagegen unabhängig von der Temperatur wäre ein quantenmechanischer

Effekt denkbar, wonach die Ladungsträger aufgrund des Tunnel-Effekts durch die Barriere tunneln und somit den QW trotz geringerer Energie verlassen können. Alternativ könnten Ladungsträger den QW durch die Barriere verlassen, wenn in der Barriere ionisierte Defekt-Zustände lokalisiert wären, deren energetische Lage einen Ladungsträgertransport entsprechend ermöglichen würden. In der Abbildung 3.29 ist zur Veranschaulichung dieses Prozesses ein Zustand exemplarisch in die Barriere eingezeichnet. Im Gegensatz zum quantenmechanischen Tunneleffekt ist ein solcher Prozess ebenfalls abhängig von der Temperatur, weil der Defekt-Zustand ionisiert sein muss um den Tunnelprozess zu ermöglichen. Die hierzu notwendige Energie wird dem Donator- oder Akzeptor-Defekt thermisch zugeführt, so dass bandkantennahe Zustände bei Raumtemperatur ionisiert und bei Tieftemperatur, wie z.B. 7 K besetzt sind. Im besetzten Zustand wäre ein Tunnelprozess und somit ein *Escape* über den Defekt nicht möglich.

Der größte nichtstrahlende Verlust bei Raumtemperatur tritt im Falle sehr kleiner Leistungen bzw. stark verbogener Energiebänder auf. So werden insbesondere im kurzgeschlossenen Fall CC über einen weiten Leistungsbereich hohe nichtstrahlende Verluste gemessen. Diese äußern sich in einer sehr niedrigen relativen Effizienz und einer kurzen Lebensdauer im Bereich von nur einigen Pikosekunden (vergl. Abbildung 3.20 und Abbildung 3.23). Zur Untersuchung eines potenziellen thermischen Einflusses auf die Verluste ist die PL der LED (ZL033#5) in Abhängigkeit der Temperatur gemessen worden. In der folgenden Abbildung 3.30a ist für verschiedene Temperaturen die auf die Laserleistung normierte PL-Intensität der MQW-Emission in Abhängigkeit der Laserleistung dargestellt. Abbildung 3.30b zeigt Zerfallskurven der blauen MQW-Emission, welche bei einer festen Laserleistung von 300  $\mu\text{W}$  für verschiedene Temperaturen gemessen sind.

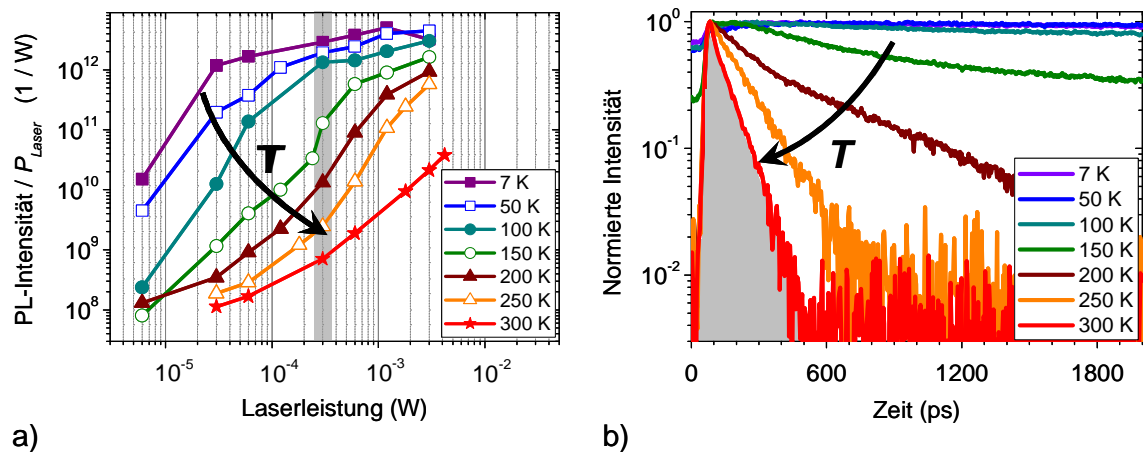


Abbildung 3.30: a) Auf die Laserleistung normierte PL-Intensität (ROQE) in Abhängigkeit der Laserleistung für verschiedene Temperaturen von 300 K bis 7 K. b) Bei 300  $\mu\text{W}$  gemessene spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission für verschiedene Temperaturen von 300 K bis 7 K.

Zusätzlich zur Abhängigkeit von der Laserleistung zeigt die ROQE in Abbildung 3.30a auch eine deutliche Abhängigkeit von der Temperatur. So steigen bei Verringerung der Temperatur von 300 K auf 7 K die Werte der ROQE in Abhängigkeit der Anregungsleistung um mehrere Größenordnungen. Der Verlust-Prozess wird somit zu niedrigen Temperaturen schwächer, so dass im Vergleich zu Raumtemperatur schon bei kleinen Leistungen im Fall CC der nichtstrahlende Verlust unterdrückt werden kann. Bei der grau markierten Laserleistung von  $300 \mu\text{W}$  steigt die ROQE um nahezu 4 Größenordnungen. Hierzu in Einklang verlängern sich die bei gleicher Leistung gemessenen Zerfälle mit sinkender Temperatur (Abbildung 3.30b). Aus dem monoexponentiellen Verlauf der Zerfallskurven lassen sich dabei Ladungsträgerlebensdauern von ca. 85 ps bei 300 K und ca. 27 ns bei 7 K extrahieren.

Im Folgenden soll nun der Einfluss der Temperatur mit dem Einfluss der Laserleistung auf die Verlustmechanismen direkt verglichen werden. Dazu sind in der folgenden Tabelle 3.3 Ladungsträgerlebensdauern über die Temperatur und die Laserleistung aufgetragen. Dabei sind die Lebensdauern in Abhängigkeit der Laserleistung aus den bei Raumtemperatur gemessenen Zerfallskurven aus Abbildung 3.23 extrahiert. Die Lebensdauern für hohe Leistungen ( $> 3 \text{ mW}$ ) sind dabei aus dem monoexponentiellen Zerfall für Zeiten  $> 1000 \text{ ps}$  extrahiert. Die Ladungsträgerlebensdauern in Abhängigkeit der Temperatur sind entsprechend aus den Zerfallskurven aus Abbildung 3.30b extrahiert.

Tabelle 3.3: Ladungsträgerlebensdauer des monoexponentiellen Teils aus den leistungs- und temperaturabhängigen PL-Messungen aus Abbildung 3.23 und Abbildung 3.30b.

Optische Leistungs-Serie bei 300 K aus Abbildung 3.23							
$P_{\text{Laser}} \text{ (W)}$	$100 \cdot 10^{-6}$	$300 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$10 \cdot 10^{-3}$	$19 \cdot 10^{-3}$	$50 \cdot 10^{-3}$
$\tau \text{ (ps)}$	60	<b>85</b>	100	220	1.130	1.930	2.100
Temperatur-Serie bei $300 \mu\text{W}$ aus Abbildung 3.30b							
$T \text{ (K)}$	300	250	200	150	100	50	7
$\tau \text{ (ps)}$	<b>85</b>	150	530	3.500	22.000	21.000	27.000

Beim Vergleich der Werte zeigt sich, dass die Ladungsträgerlebensdauer und somit gleichfalls die Verluste im Kurzschlussfall stärker von der Temperatur als von der Laserleistung abhängen. So können die bei Raumtemperatur beobachteten Verluste für tiefe Temperaturen soweit unterdrückt werden, dass die Lebensdauer von  $\tau = 85 \text{ ps}$  auf  $\tau = 27 \text{ ns}$  bei 7 K steigt. Mittels einer Steigerung der Laserleistung bei Raumtemperatur lässt sich die Lebensdauer dagegen lediglich maximal bis auf  $\tau = 2,1 \text{ ns}$  bei  $P_{\text{Laser}} = 50 \text{ mW}$  erhöhen, so dass die Verluste trotz einer für hohe Leistungen vermuteten Abflachung der Energiebänder noch eine große Rolle spielen. Die entdeckte starke Abhängigkeit der Effizienz und der Lebensdauer von der Temperatur

suggerieren die Beteiligung thermisch aktivierter Prozesse im Zusammenhang mit den nichtstrahlenden *Escape*-Verlusten.

In der folgenden Abbildung 3.31a sind  $I$ - $U$ -Kennlinien der LED für den unbelichteten und belichteten Fall am Beispiel einer Anregungsleistung für Raumtemperatur und 7 K dargestellt. Zusätzlich sind die Betriebsbereiche der LED gemäß Tabelle 3.2 farblich markiert. In Abbildung 3.31b ist analog der ermittelte Absolut-Betrag des Photostroms bei Raumtemperatur und 7 K aufgetragen.

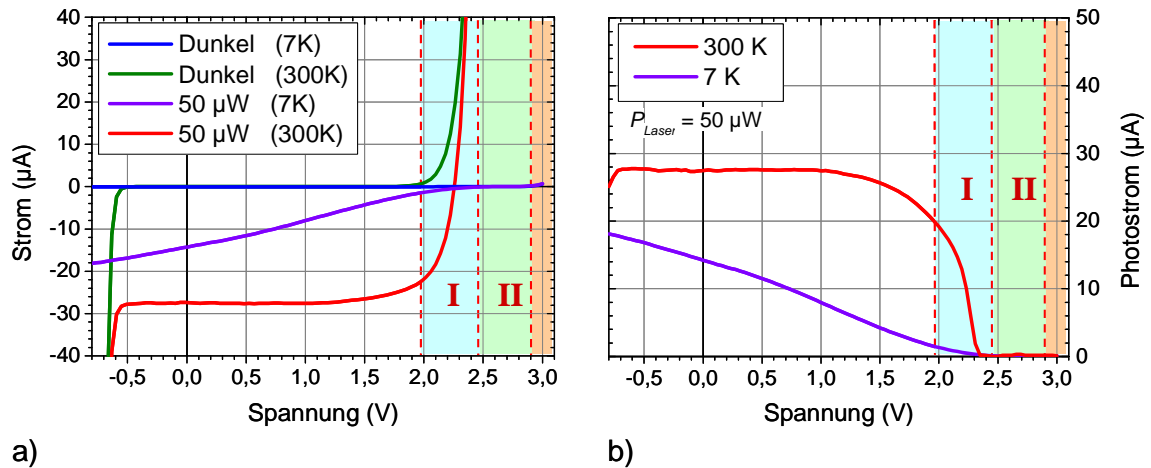


Abbildung 3.31: a)  $I$ - $U$ -Kennlinie der langwelligen LED ( $\lambda = 454$  nm) im belichteten und unbelichteten Fall bei Raumtemperatur und 7 K. Die LED wurde mit einem fokussierten Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 400 nm und einer Laserleistung von 50  $\mu$ W belichtet. b) Analog aufgetragener Absolut-Betrag des Photostroms über die Spannung.

Zusätzlich zur PL zeigt auch der Verlauf der  $I$ - $U$ -Kennlinie eine starke Abhängigkeit von der Temperatur. Anhand der Auftragung des Photostroms in Abbildung 3.31b lässt sich bei Raumtemperatur und Belichtung der LED mit einer Leistung von 50  $\mu$ W bei 0 V ein Photostrom von ca. 28  $\mu$ A ermitteln. Dieser ist bis ca. 1,5 V nahezu konstant und fällt erst mit Einsetzen des Niederinjektionsbereichs (Bereich I) deutlich ab. Bei 7 K fließt unterhalb des Bereichs I ein im Vergleich zur Raumtemperatur reduzierter und zu positiven Spannungen kontinuierlich abfallender Photostrom. So wird bei  $U = -0,8$  V noch ein Strom von ca. 18  $\mu$ A gemessen, welcher bei 0 V schon auf einen Wert von ca. 14  $\mu$ A abfällt. Mit Einsetzen des Bereichs I bei ca. 1,95 V ist der Photostrom bei 7 K schon bereits auf fast 2  $\mu$ A abgefallen und im Vergleich zum Strom bei Raumtemperatur deutlich reduziert.

Der bei Tieftemperatur reduzierte Photostrom suggeriert in Ergänzung zur PL-Analyse ebenfalls, dass der Ladungsträger-*Escape* in Zusammenhang zu thermisch aktivierten Prozessen steht. Insbesondere im Bereich I der LED ist der Ladungsträger-*Escape* bei Tieftemperatur unterdrückt, während der *Escape* bei Raumtemperatur in diesem Spannungsbereich noch vorhanden ist, aber aufgrund der abflachenden Bänder stark abnimmt, so dass bis zum Bereich II der Strom auf fast 0 A abfällt. Unterhalb des

Bereichs I wird ein Tunnelprozess durch die Barrieren aufgrund des detektierten Photostroms bei 7 K und der stark verbogenen Bänder zunehmend wahrscheinlich. Dabei suggeriert die thermische Abhängigkeit einen Tunnelprozess über thermisch aktivierte Defekte innerhalb der Barriere, über welche ebenfalls nichtstrahlende Rekombination stattfinden kann. Diese Defekte sind bei Raumtemperatur ionisiert und erlauben einen Tunnelstrom. Bei 7 K sind die Defekte besetzt, so dass der *Escape* unterdrückt ist. Das deutet darauf hin, dass die Verluste im Bereich I stark durch thermisch aktivierte Prozesse bestimmt werden.

### 3.6.3 Resonante wellenlängenselektive Defektanalyse

Im Rahmen dieses Abschnittes werden die Verlustmechanismen der LED in Abhängigkeit der Anregungswellenlänge untersucht. Im Falle eines resonanten Tunnelprozesses über ionisierte Defektzustände innerhalb der Barrieren werden für verschiedene optische Anregungsenergien Resonanzen im beobachteten Verlust erwartet. Die folgende Abbildung 3.32 zeigt schematisch das experimentelle Prinzip in einem vereinfachten Bändermodell eines QWs, sowie die normierte PL-Intensität für drei verschiedene Laserleistungen in Abhängigkeit der Laserwellenlänge bei Raumtemperatur.

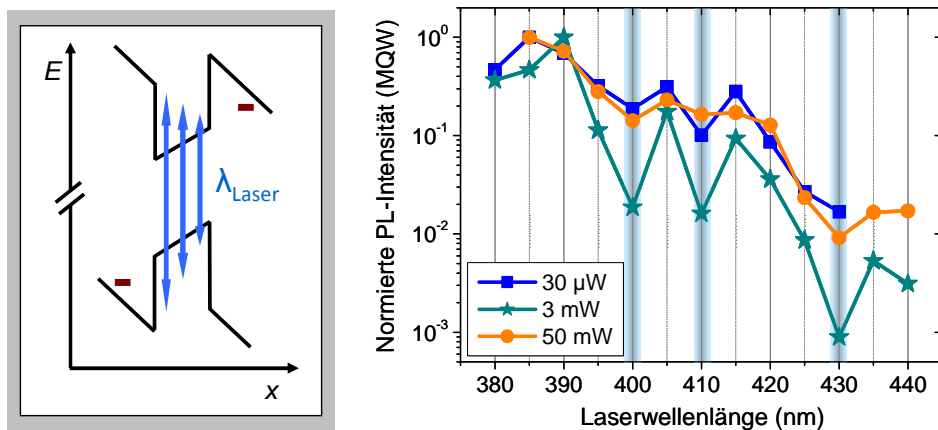


Abbildung 3.32: Links: Vereinfachtes Bändermodell eines QWs mit schematisch skizzierten Pfeilen zur Verdeutlichung des Experiments variabler Anregungswellenlänge. Rechts: Normierte PL-Intensität der MQW-Emission für drei Anregungsleistungen im Fall CC bei Raumtemperatur.

Die Wellenlänge des Lasers variiert bei dem Experiment in 5 nm-Schritten zwischen Wellenlängen von 380 nm und 440 nm, so dass eine potentielle resonante Wechselwirkung der im QW erzeugten Ladungsträger mit in der Barriere befindlichen Defektzuständen möglich ist. Wie der Auftragung der normierten PL-Intensität über die Laserwellenlänge entnommen werden kann offenbart die LED tatsächlich Resonanzen bei drei verschiedenen Wellenlängen, welche sich in erhöhten Verlusten bei 400 nm, 410 nm und 430 nm äußern. Insbesondere bei einer mittleren Leistung von 3 mW sind die resonanten Verluste besonders stark ausgeprägt, während sie zu hohen Leistungen



bis zu 50 mW nahezu verschwinden. Der Trend einer sinkenden PL-Intensität zu längeren Anregungswellenlängen ist lediglich auf die reduzierte Absorption des Lasers zurückzuführen.

In der folgenden Abbildung 3.33 sind Zerfallskurven der MQW-Emission für alle gewählten Anregungswellenlängen bei einer Leistung von 3 mW aufgetragen.

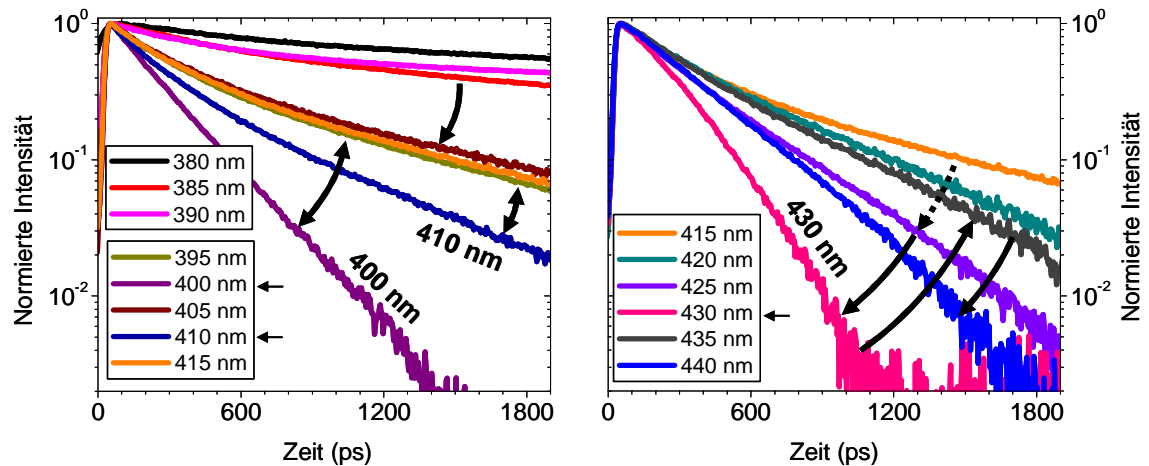


Abbildung 3.33: Spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission für verschiedene Anregungswellenlängen von 380 nm bis 440 nm bei einer Leistung von 3 mW und Raumtemperatur, gemessen im Fall CC.

Auch die gemessenen Zerfälle der PL zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge. Während für die hochenergetischen Wellenlängen des Lasers noch lange Zerfälle gemessen werden, sinkt die Lebensdauer im Bereich von 395 nm - 415 nm auf einen gefitteten Wert von ca. 1 ns ab. In diesem Wellenlängenbereich wird analog zur relativen Effizienz ebenfalls für die Wellenlängen 400 nm und 410 nm eine Reduzierung der Lebensdauer auf ca. 200 ps und 550 ps gemessen. Zu längeren Wellenlängen sinkt die Lebensdauer kontinuierlich weiter, während auch hier bei 430 nm eine resonante Reduzierung der Lebensdauer von ca. 400 ps auf 200 ps gemessen wird.

Die generelle Verkürzung der Lebensdauer ist auch hier auf die reduzierte Absorption des Lasers zu längeren Wellenlängen zurückzuführen. Dabei werden aufgrund der geringeren Absorption weniger Ladungsträger erzeugt, so dass die Lebensdauer sich analog zum Fall einer reduzierten Anregungsleistung ebenfalls verkürzt. Die kürzere Lebensdauer bei den resonanten Wellenlängen einhergehend mit der reduzierten relativen Effizienz offenbart dagegen zusätzliche nichtstrahlende Verluste.

In der folgenden Abbildung 3.34 ist der während des Experiments gemessene Photostrom aufgetragen.

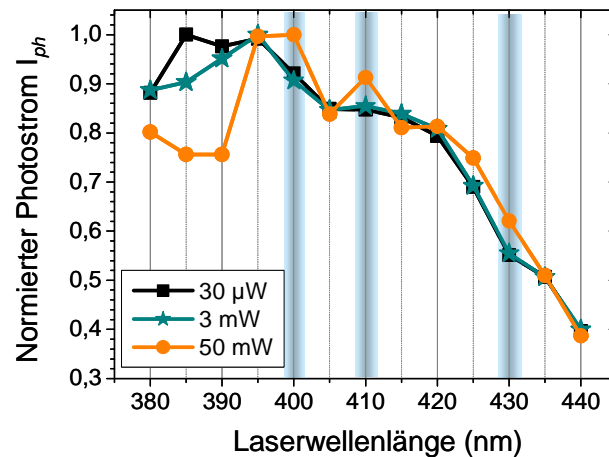


Abbildung 3.34: Photostrom in Abhängigkeit der Laserwellenlänge bei konstanter Anregungsleistung von 30  $\mu$ W, 3 mW und 50 mW, gemessen bei Raumtemperatur im Fall CC.

Abgesehen von Inhomogenitäten im Bereich der hochenergetischen Messungen bis 390 nm fällt auch der Photostrom aufgrund der sinkenden Absorption zu längeren Wellenlängen hin ab. Im Bereich der resonanten Wellenlängen ist tendenziell eine Erhöhung zu sehen, so dass der erhöhte Verlust mit dem Photostrom zu korrelieren scheint.

Zusammenfassend zeigen die beobachteten Resonanzen bei Wellenlängen von 400, 410 und 430 nm, dass die Verluste im Niederinjektionsbereich aufgrund des Ladungsträger-*Escape* eine Abhängigkeit von der Energie der optischen Anregung und somit der energetischen Lage der erzeugten Ladungsträger aufweisen. Verschiedene an der Absorption beteiligte Zustände im QW sowie auch LO-Phonon-Repliken können eine Ursache für die beobachteten Resonanzen sein. Daneben können die resonanten Verluste mit in der Barriere lokalisierten Defekt-Zuständen verknüpft sein. Dabei wird im Falle einer energetisch resonanten optischen Anregung ein Transport bzw. ein Tunnelprozess von Ladungsträgern aus dem QW über die bei Raumtemperatur ionisierten Defektzustände begünstigt. Zur energetischen Einordnung von in der Barriere lokalisierten Zuständen könnten die Wellenlängen des Lasers prinzipiell einen Hinweis liefern. Eine energetische Zuordnung oder gar eine Identifikation von Defekt-Zuständen auf Basis der Anregungsenergie ist ohne weitergehende theoretische Simulationen des MQW und Kenntnis der exakten Bandstruktur jedoch nicht möglich.

### 3.7 Verlustmechanismen im LED-Niederinjektionsbereich

Im Rahmen der vorangegangenen Abschnitte dieses Kapitels sind die im elektrischen Betrieb entdeckten Verluste im Niederinjektionsbereich anhand optischer und photoelektrischer Messungen untersucht worden. Dabei sind spektral und zeitaufgelöste PL-Messungen, sowie Messungen eines optisch generierten Photostroms bzw. einer Photospannung anhand diverser Bändermodelle diskutiert worden. Im Rahmen dieses Abschnitts werden die experimentellen Ergebnisse und Erkenntnisse zunächst zusammengefasst. Anschließend werden die Verlustmechanismen im LED-Niederinjektionsbereich auf Basis der Ergebnisse aus den optischen und photoelektrischen Untersuchungen für den elektrischen Betrieb diskutiert.

#### 3.7.1 Ergebniszusammenfassung der experimentellen Untersuchungen

Neben dem typischen Effizienz-Einbruch der LED im Hochinjektionsbereich, dem *Droop*, welcher hier oberhalb von ca. 2,9 V / 100 mA detektiert wird, haben *I-U*-Kennlinien und EL-Messungen auch im Niederinjektionsbereich der untersuchten III-N-LEDs Verluste gezeigt. Diese äußern sich durch einen parasitär erhöhten Strom (Abbildung 3.6) und einer reduzierten REQE (Abbildung 3.9) für Spannungen und Ströme unterhalb von 2,45 V bzw. 100  $\mu$ A. Unterhalb von 1,95 V ist keine EL messbar, so dass der verlustbehaftete Niederinjektionsbereich der LED (Bereich I) zwischen Spannungs- und Stromwerten von 1,95 V und 2,45 V bzw. 640 nA und 100  $\mu$ A eingegrenzt worden ist. Zwischen dem Niederinjektionsbereich und dem *Droop*-Bereich (Bereich III) befindet sich ein verlustfreier Betriebsbereich (Bereich II) mit gesättigter REQE (Abbildung 3.9).

Hinsichtlich der Vergleichbarkeit zwischen optischer und elektrischer Anregung ist die mittels optischer Anregung erzielte leistungsabhängige Quanteneffizienz mit der REQE im Fall elektrischer Anregung verglichen worden (Abbildung 3.21). Dabei konnte gezeigt werden, dass die Verlustmechanismen für beide Fälle korrelieren. Somit sind aus den PL- und Photostrom-Untersuchungen gewonnene Erkenntnisse zur Ladungsträgerdynamik und den Verlustmechanismen auf den elektrisch betriebenen Fall der LED übertragbar.

Im Rahmen der optischen Untersuchungen sind die stärksten Verluste im Leistungsbereich mit Photospannungen unterhalb von 1,95 V sowie über einen weiten Leistungsbereich im Kurzschluss, also im Fall stark verbogener Bänder ausgeprägt. Hier wird für die LED (ZL033#5) mit  $\lambda$  (EL)  $\approx$  454 nm eine niedrige Quanteneffizienz (Abbildung 3.20), eine kurze Lebensdauer im Bereich einiger Pikosekunden (Abbildung 3.23) und eine vergleichsweise hochenergetische QW-Emission bei ca. 442 nm (Abbildung 3.22) gemessen. Messungen eines Photostroms bzw. einer Photospannung trotz energetisch resonanter optischer Anregung im QW (siehe Abbildung 3.7 und Abbildung 3.11) belegen, dass ein parasitärer Ladungsträger-*Escape* aus dem QW im Wesentlichen die Verluste in diesem Bereich hervorruft. Die dabei auftretenden hohen Emissionsenergien sowie die kurzen Lebensdauern können auf eine Abschwächung der

internen Piezo-Felder zurückgeführt werden, welche im Fall starker Bandverbiegungen im *pn*-Übergang vorliegen (Abbildung 3.17).

Für steigende optische Anregungsleistungen steigt die Effizienz (Abbildung 3.20) bevor sie im Bereich einer maximal erreichbaren Photosspannung von ca. 2,45 V (Abbildung 3.11) sättigt. Zusätzlich verschiebt sich gleichzeitig die PL zu längeren Wellenlängen (Abbildung 3.22) und die PL-Zerfallskurven werden durch eine Komponente mit sehr langer Lebensdauer von bis zu 85 ns ergänzt (Abbildung 3.24). Die Rot-Verschiebung der PL und die verlängerte Lebensdauer mit steigender Leistung können auf den QCSE zurückgeführt werden. Dabei führt die steigende zu einer Abflachung der äußeren Bänder (Abbildung 3.28). Dies wiederum führt zu einer Verstärkung der internen Piezo-Felder, so dass die Bandverbiegung im QW zunimmt (Abbildung 3.17).

Temperaturabhängige Messungen der PL-Intensität und der Ladungsträgerlebensdauer (Abbildung 3.30), sowie des Photostroms (Abbildung 3.31) haben gezeigt, dass die Verluste in Bereich I der LED neben der Bandverbiegung eine starke thermische Abhängigkeit aufweisen. So können die bei Raumtemperatur auftretenden Verluste in Bereich I aufgrund des Ladungsträger-*Escape* für 7 K unterdrückt werden, so dass ein quantenmechanischer Tunneleffekt durch die Barriere als unwahrscheinlich einzuschätzen ist. Wellenlängenselektive PL- und Photostromanalysen zeigen erhöhte Verluste bzw. gesteigerte Raten für den Ladungsträger-*Escape* aus dem QW für Wellenlängen von 400, 410 und 430 nm (Abschnitt 3.6.3). Die Resonanzen deuten auf resonante Tunnelprozesse von Ladungsträgern über thermisch aktivierte und ionisierte Defektzustände innerhalb der Barrieren hin.

### 3.7.2 Verlustmechanismen im Niederinjektionsbereich (Elektrischer Betrieb)

Im Rahmen dieses Abschnitts sollen die Erkenntnisse aus den optischen und photoelektrischen Untersuchungen auf den elektrisch betriebenen Fall übertragen werden. Schon in Abbildung 3.21 wurde gezeigt, dass die Verluste im Niederinjektionsbereich bei optischer und elektrischer Anregung eine Korrelation aufweisen. Hier werden die Ladungsträgermechanismen, die zu Verlusten im Niederinjektionsbereich der LED (Bereich I;  $1,95 \text{ V} < U < 2,45 \text{ V}$ ) führen, anhand von zwei Bändermodellen diskutiert.

Grundsätzlich ist es denkbar, dass die Verluste im elektrischen Betrieb aufgrund von Defekten im QW auftreten, über welche nichtstrahlende SRH-Rekombination stattfinden kann. Bei Niederinjektion wäre die nichtstrahlende Rekombination über diese Defekte sehr wahrscheinlich. Dieser Vorstellung widerspricht jedoch die starke Abhängigkeit der Verluste von der äußeren Spannung / Bandverbiegung im *pn*-Übergang sowie der nachgewiesene Ladungsträger-*Escape* aus dem QW. Aufgrund dessen sind Defekte innerhalb des QW als nicht vorhanden, optisch inaktiv oder vernachlässigbar einzuschätzen.

Der durch Photostrom und Photospannung nachgewiesene temperatur- und spannungsabhängige Ladungsträger-*Escape* im Bereich I wird nach den Analysen der

optischen Untersuchungen auf einen Tunnelstrom über thermisch aktivierte Defekte in der Barriere zurückgeführt. Entsprechend umgekehrte Verlust-Prozesse sind demnach für den elektrischen Betrieb der LED im selben Spannungsbereich denkbar. Somit kann eine Beteiligung von bandkantennahen ionisierten Defekten in der Barriere bzw. an der Grenzfläche QW / Barriere angenommen werden. Gleichzeitig ist bei diesem Prozess denkbar, dass die Ladungsträger partiell von Defekt-Zuständen in der Barriere einfangen werden und anschließend durch SRH-Rekombination über ggf. tiefer liegende Defekt-Niveaus verloren gehen.

Zur Veranschaulichung der beschriebenen Prozesse zeigt die folgende Abbildung 3.35 das vereinfachte Bändermodell für den Fall des Bereich I (a) und zum Vergleich das Band im Bereich II (b), in welchem die Verluste aus dem Niederinjektionsbereich unterdrückt sind. Zur Vereinfachung werden hier die Mechanismen nur anhand eines einzelnen QWs dargestellt und beschrieben. Zusätzlich sind qualitativ Defektzustände in der Bandlücke skizziert. Die blauen gestrichelten Pfeile in den Bändermodellen deuten Wege an, über welche Ladungsträger transferiert werden können. Der schwarze Pfeil zeigt einen regulären verlustfreien Ladungsträgereinfang im QW an, während die grünen Pfeile strahlende Rekombination im QW repräsentieren. Die roten Pfeile zeigen eine mögliche nichtstrahlende SRH-Rekombination in der Barriere.

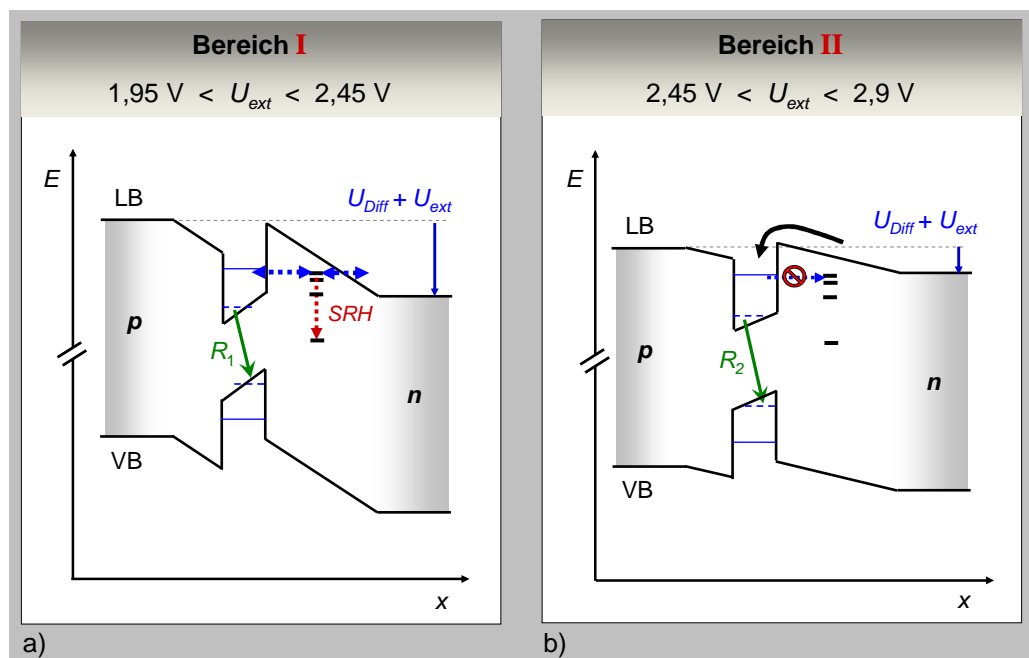


Abbildung 3.35: Vereinfachtes Bändermodell für einen einzelnen QW zwischen einer p- und n-dotierten Region im elektrischen Betrieb. Blaue Pfeile deuten Tunnelströme oder Escape-Verluste an. Weitere Pfeile repräsentieren einen verlustfreien Ladungsträgereinfang (schwarz), SRH-Rekombination (rot) und strahlende Rekombination (Grün). In a) LED-Betriebsbereich I und b) LED-Betriebsbereich II ist die Höhe der Spannung am pn-Übergang (Diffusionsspannung  $U_{\text{Diff}}$  + externe Spannung  $U_{\text{ext}}$ ) durch die Pfeillänge qualitativ angedeutet. Die eingezeichneten Defektzustände sowie die Verbiegung der Energiebänder im Leitungsband LB und Valenzband VB als auch die Energieabstände sind ebenfalls qualitativ dargestellt.

Bei niedrigen außen angelegten Spannungen im Bereich I mit  $U_{ext} < 2,45$  V ist die Bandverbiegung im optisch aktiven Bereich noch relativ groß. Gemäß dem Modell können Elektronen insbesondere bei hoher Bandverbiegung (Bereich I) mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit über die ionisierten bandkantennahen Defektzustände tunneln. Bei optischer Anregung ist dieser Prozess lediglich durch einen *Escape* (Photostrom und nichtstrahlende PL-Verluste) sichtbar. Bei elektrischer Anregung kann durchaus angenommen werden, dass dieser Prozess bilateral stattfinden kann, so dass zusätzlich zum *Escape* auch Elektronen von außen durch die Barriere tunneln können. In [165] wird für eine III-N-LED ebenfalls beschrieben, dass Tunnelprozesse für Spannungen  $< 2,2$  V einen dominanten Anteil zur elektrischen Leitfähigkeit bilden können. Dabei können die Tunnelprozesse durchaus durch lokalisierte Zustände in der Barriere unterstützt sein.

Wird nach dem Modell in Abbildung 3.35 tatsächlich von bandkantennahen Defekten in der Barriere ausgegangen, so könnte es sich nahe des Leitungsbandes um Donatorzustände handeln, verursacht durch bspw. Silizium-Atome mit einer Aktivierungsenergie von ca. 30 meV [91], die zur *n*-Dotierung eingesetzt werden. In der Abbildung sind zusätzliche Defekt-Zustände skizziert, über welche ein partieller Ladungsträger-Einfang während des Tunnel-Prozesses denkbar wäre. Ein subsequentieller Verlust durch SRH-Rekombination über bspw. energetisch tief liegende Defekte innerhalb der Barriere würde die REQE der LED in diesem Betriebsbereich entsprechend reduzieren. Ein tief liegender Zustand könnte z.B. durch einen nativen GaN-Punktdefekt hervorgerufen werden [169]. So wird in [25] ein Punktdefekt mit einer Aktivierungsenergie von 0,7 eV, welcher nahe des aktiven Bereichs vermutlich als Komplex in linearer Anordnung entlang von TDs lokalisiert ist, für einen erhöhten nichtstrahlenden Verlust einer III-N-LED in Verbindung gebracht.

Nach dem Modell in Abbildung 3.35 besitzen Verlustprozesse über einen *Escape* und etwaige SRH-Rekombination in der Barriere auch aufgrund der langen Lebensdauer bei strahlender Rekombination ( $R_I$ ) im QW eine hohe Wahrscheinlichkeit, so dass dieser Bereich durch nichtstrahlende Verluste bestimmt wird.

Für steigende externe Spannungen flacht die äußere Bandstruktur des *pn*-Übergangs weiter ab. Für Spannungen oberhalb von  $U_{ext} = 2,45$  V werden sowohl bei optischer als auch elektrischer Anregung keine weiteren Verluste detektiert, in Analogie zu Beobachtungen an einer vergleichbaren blauen InGaN/GaN-MQW-LED [166]. Das bedeutet, dass die Tunnelverluste durch die Barriere unterdrückt sind. Dieser Zustand entspricht dem Betriebsbereich II der LED (siehe Abbildung 3.35b). Nach dem Modell werden die Tunnelströme aufgrund der abgeflachten Bänder unwahrscheinlicher, während gleichzeitig der verlustfreie Einfang in den QW und strahlende Rekombination im QW ( $R_2$ ) wahrscheinlicher wird. Darüber hinaus kann für steigende Ladungsträgerdichten von einer Sättigung möglicher Defekte innerhalb der Barriere ausgegangen werden, so dass auch ein *Escape* aus dem QW unterdrückt ist.

Neben dem im Modell diskutierten Ansatz eingefangener Elektronen im Leitungsband sind dieselben Prozesse prinzipiell auch für Löcher im Valenzband denkbar und waren bisher nicht ausgeschlossen. So sind Verluste über Akzeptor-Zustände nahe der Valenzbandkante denkbar, welche beispielsweise aus einer  $p$ -Dotierung der Barrieren resultieren (vergl. Abbildung 3.29). So kann mit einer  $p$ -Dotierung der Barrieren ein verbesserter Lochtransport innerhalb der LED erreicht werden, welcher die Effizienz einer InGaN/GaN-LED nachweislich verbessert [15]. Ein typischer Dotierstoff in GaN ist Magnesium, welcher mit einer Aktivierungsenergie von ca. 220 meV [167] oberhalb der Valenzbandkante lokalisiert ist. Allerdings ist die Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barrieren aufgrund der größeren Masse von Löchern gegenüber Elektronen als geringer einzuschätzen. Darüber hinaus ist die Elektroneninjektion in InGaN/GaN-LEDs aufgrund der höheren Beweglichkeit, der typischerweise höheren Dotierstoffkonzentration und der EBL-Schicht, welche die Lochinjektion erschwert, deutlich effizienter. Somit kann insbesondere bei Niederinjektion von einer deutlich erhöhten Konzentration von Elektronen ausgegangen werden. Aufgrund dessen sind Elektronen beteiligte Prozesse als deutlich wahrscheinlichere Ursache für die beobachteten Effekte bei Niederinjektion einzustufen.

## 4 Optische Analyse von III-N-Nanodraht-LED-Strukturen

Innerhalb dieses Kapitels werden blau-emittierende LED-Nanodrahtstrukturen mit radial gewachsener unpolarer MQW-Struktur optisch untersucht. Sie bilden die technologische Grundlage für die spätere Entwicklung einer elektrisch schnell modulierbaren blau-grünen LED auf Nanodraht-Basis. Dabei werden die optischen Eigenschaften von sowohl auf Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )- als auch Si-Substrat gewachsenen Nanodraht-LED-Strukturen orts aufgelöst charakterisiert und diskutiert. Den Schwerpunkt bildet jedoch die Auswirkung des ausbleibenden QCSE-Effekts auf die Rekombinationsdynamik und die zeitaufgelöste Emission der Nanodraht-LED-Strukturen. Abschließend wird das Potential der unpolaren Nanodraht-LED hinsichtlich einer schnellen Modulierbarkeit quantitativ anhand von zeitaufgelösten Messungen nachgewiesen. Dabei sollte die unpolare *m-plane* Kristallrichtung der Nanodraht-LED im Vergleich zu *c-plane* gewachsenen Schichtstrukturen schnellere Ladungsträgerlebensdauern aufweisen [49], so dass die maximale Modulationsfrequenz der Nanodraht-LEDs im Vergleich zu konventionellen Schicht-LEDs erhöht sein sollte.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird zunächst das Wachstum und der strukturelle Aufbau der untersuchten Nanodraht-LED-Strukturen vorgestellt und erläutert. Daran anschließend werden optische Charakteristika der untersuchten Strukturen anhand orts aufgelöster Photolumineszenz-Messungen an einem einzelnen Nanodraht diskutiert. Im Anschluss werden anhand spektral- und zeitaufgelöster PL-Messungen optische Charakteristika einzelner auf Si-Substrat gewachsener Nanodraht-LED-Strukturen diskutiert. Der Fokus liegt dabei auf potentielle optische Verlustmechanismen und die Ladungsträgerdynamik. Die Messungen erlauben dabei Rückschlüsse auf die lokale In-Konzentration innerhalb der QWs und die Qualität der radial gewachsenen MQW-Struktur hinsichtlich der strahlenden Emission injizierter Ladungsträger. Leistungs- und temperaturabhängige Experimente werden darüber hinaus einen quantitativen Einblick in die Rekombinationsdynamik der injizierten Ladungsträger geben. Abschließend wird anhand von spektral- und zeitaufgelösten Messungen der Elektrolumineszenz die Funktionalität einer gefertigten schnell modulierbaren Nanodraht-LED nachgewiesen.

### 4.1 Herstellung und struktureller Aufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Nanodraht-Strukturen sind mittels eines selbstorganisierten selektiven Wachstumsprozesses keimfrei in einer MOVPE- (*Metalorganic vapor-phase epitaxy*) Anlage gewachsen worden [189]. Die Herstellung der Nanodrähte ist dabei im Fachbereich „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ unter Prof. Tegude an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt und für die Untersuchungen in dieser Arbeit zur Verfügung gestellt worden. Die radial



gewachsenen Nanodraht-LED-Strukturen bestehen aus einem *n*-dotierten GaN-Nanodraht und einem in radialer Richtung aufgewachsenen GaN/InGaN-MQW, auf welchen abschließend eine *p*-dotierte GaN-Schicht aufgebracht ist. Die im Folgenden als Typ A und Typ B bezeichneten Nanodrahtstrukturen unterscheiden sich dabei in der örtlichen Dotierstoffkonzentration und im verwendeten Wachstumssubstrat. So sind die Nanodrähte des Typs A noch konventionell auf *c-plane* Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Substrat gewachsen worden. Die Nanodrähte des Typs B sind auf elektrisch leitfähigem Si-Substrat realisiert. Dieser Schritt ist von essentieller Bedeutung für die spätere Kontaktierung eines kompletten Nanodraht-Arrays über das Substrat.

#### 4.1.1 Herstellung auf Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Substrat (Typ A)

Zum Wachstum der Nanodrähte auf Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Substrat (Typ A) wird auf das Substrat zunächst eine dünne Schicht aus SiN<sub>x</sub> aufgebracht. In einem folgenden Nukleationsschritt wird bei einer Reaktortemperatur von ca. 1000°C, einem Druck von 800 mbar und einem niedrigen V/III-Verhältnis von 16 eine dünne Schicht GaN aufgebracht, woraus sich dünne hexagonale Inseln formen. Diese bilden die sogenannten Nukleationskeime für das Wachstum der *n*-dotierten Nanodrähte, welches durch die Zugabe von Silan eintritt. Die Position und der Durchmesser der Nanodrähte werden dabei durch die GaN-Nukleationskeime bestimmt. Für weitere Details hinsichtlich des keimfreien Nanodrahtwachstums auf Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sei an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen [189]. Zur Realisierung der radialen 5x-MQW-Struktur wird bei zeitgleicher Senkung des Drucks auf 400 mbar die Wachstumstemperatur auf ca. 735°C für das Wachstum der InGaN-QWs und ca. 810°C für das Wachstum der GaN-Barriere reduziert. Das Wachstum der abschließenden mit Mg-dotierten *p*-GaN-Schicht wird bei einer Temperatur von ca. 920°C durchgeführt, bevor diese in einem letzten Schritt bei einer Temperatur von ca. 765°C unter Stickstoffatmosphäre ausgeheilt wird. Dabei dient die Ausheilung der Aktivierung der Dotierstoffatome. Für weitere Details hinsichtlich des verwendeten *core-shell*-Nanodraht-Wachstums auf Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Substrat sei auch hier auf entsprechende Literatur verwiesen [72].

#### 4.1.2 Herstellung auf Si-Substrat (Typ B)

Das Wachstum der Nanodrahtstrukturen auf Si-Substrat (Typ B) ist prinzipiell ähnlich dem Wachstum auf Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Substrat. Als Substrat dient hier *n*-dotiertes Si mit einer (111)-Kristallorientierung. Nach der Entfernung des Siliziumdioxids (SiO<sub>2</sub>) von der Oberfläche des Si-Substrats bei einer Temperatur von 950°C unter Stickstoffatmosphäre wird bei einer Temperatur von 1100°C eine dünne AlN-Schicht von nur 5 nm auf die Oberfläche aufgebracht, welche eine Ätzung des Si-Substrats durch das Ga verhindern soll [190]. Nach einem anschließenden Nukleationsschritt bei 100mbar wird auch hier das Wachstum der Nanodrähte bei einer Temperatur von ca. 1040°C und einem Druck von 800 mbar eingeleitet. Auch hier geschieht dies über die Hinzugabe von Silan, welches gleichzeitig eine hohe *n*-Dotierstoffkonzentration innerhalb der Nanodrähte

verursacht. Im Unterschied zu den Nanodrähten des Typ A wird der Silan-Zufluss bzw. die Dotierung der Nanodrähte nach einer Wachstumslänge von ca.  $5\text{ }\mu\text{m}$  auf  $1/40$  der vorherigen Konzentration reduziert. Der radiale 5x-MQW und die  $p$ -GaN-Schicht werden ähnlich zu den bei Typ A verwendeten Parametern gewachsen. Jedoch sind hier die eingestellten Temperaturen von  $750^\circ\text{C}$  und  $860^\circ\text{C}$  für die Realisierung der InGaN-QWs und der GaN-Barrieren leicht erhöht. Die mit Mg abschließende  $p$ -dotierte Schicht wird bei  $910^\circ\text{C}$  gewachsen, bevor analog zum Typ A in einem finalen Ausheilschritt bei  $750^\circ\text{C}$  die Dotierstoffe aktiviert werden. Für weitere Details zum Wachstum der Nanodrahtstrukturen sei auf die Literatur verwiesen [75].

### 4.1.3 Struktureller Aufbau

In der folgenden Abbildung 4.1a – c sind exemplarisch REM-Aufnahmen der gefertigten Nanodrahtstrukturen (Typ A und B) zu sehen, welche nach dem Wachstum zur optischen Analyse mit Hilfe einer Lösung auf ein Si-Substrat transferiert wurden und flach auf diesem liegen. In Abbildung 4.1d ist der strukturelle Aufbau der Nanodrähte entsprechend schematisch skizziert.

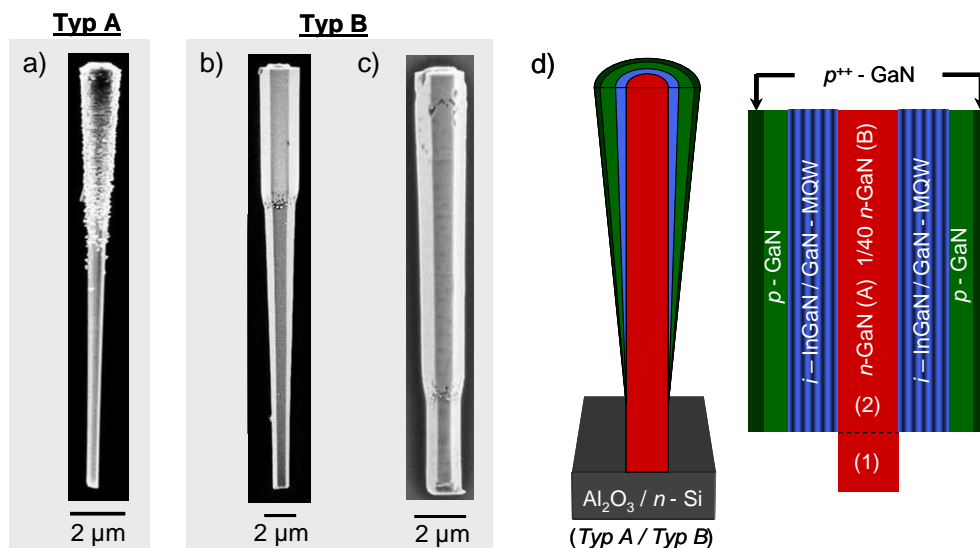


Abbildung 4.1: a) - c) Exemplarische REM-Aufnahmen einzelner Nanodrahtstrukturen, liegend auf Si-Substrat des Typ A (TE137) (a), und Typ B (TE200) (b), (TE247) (c). d) Schematischer Aufbau des Nanodrahtes und der radialen MQW-Struktur.

In den REM-Bildern a) und c) ist anhand der entsprechenden Verbreiterung im oberen Drittel der Nanodrähte gut die radial aufgebraachte Schicht-Struktur zu erkennen, während der untere Teil der Nanodrähte frei von radialem Wachstum bleibt. Der Mechanismus, welcher zu der nur teilweisen Beschichtung des Nanodrahtes führt, ist bis zur Anfertigung dieser Arbeit nicht geklärt. Die in den REM-Bildern gezeigten Nanodrähte verdeutlichen die strukturellen Unterschiede, welche für die Typen A und B typisch sind. So zeigen die Nanodrähte des Typs A im Vergleich zum Typ B eine deutlich divergente Verbreiterung der radialen Schichtstruktur in Richtung zur

Nanodrahtspitze sowie eine höhere Oberflächenrauigkeit. Experimente zum Nanodraht-Wachstum lassen vermuten, dass insbesondere die glattere Oberfläche der radialen Struktur in der reduzierten Dotierstoffkonzentration ( $1/40$  von  $n$ ) des Nanodrahtkerns begründet ist. Bis auf ein paar Oberflächendefekte im oberen Bereich bei c) und dem Übergang der radialen Struktur zum Bereich des unbedeckten Nanodrahtes, ist die Oberflächenrauigkeit der radialen Schichtstruktur des Typs B gering, so dass hier eine deutlich reduzierte Oberflächendefektdichte erwartet wird. Die abgebildeten Typ B-Nanodrähte in b) und c) sind hinsichtlich der aufgetragenen radialen Schichtstruktur repräsentativ für diesen Typ. So wird der Nanodraht teils nur zu 30%, teils aber auch bis 80% überdeckt, so dass die radiale Struktur im Beispiel in c) fast bis zum Nanodrahtfuß vorhanden ist.

In der Abbildung 4.1d ist der Aufbau der Nanodrähte skizziert. Während sich die Dotierstoffkonzentration bei Typ B zwischen den eingezeichneten Bereichen (1) und (2) aufgrund des reduzierten Silan-Flusses im Bereich (2) deutlich unterscheidet, sind bei Typ A nominell keine Unterschiede vorhanden. Im Fachgebiet „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ durchgeführte Untersuchungen an Referenz-Nanodrähten geben für den Typ A eine mittlere Dotierstoffkonzentration im Nanodraht von  $n(\text{Typ A}) \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  an [191]. Für Typ B wird eine höhere Konzentration mit  $n(\text{Typ B}) \geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  erwartet bzw. angenommen [75]. Auf der Nanodrahtoberfläche ist radial ein nominell undotierter 5x-MQW aufgebracht. Bei Wachstumszeiten von 80 s für den QW entspricht dieser unter der Annahme vergleichbarer Wachstumsparameter nach [72] nominell einer Dicke von  $d_{\text{QW,A,B}} \approx 5 - 6 \text{ nm}$ . Hinsichtlich der GaN-Barrieren im MQW ist für eine Wachstumszeit von 285 s bei vergleichbaren Wachstumstemperaturen von  $830^\circ\text{C} - 870^\circ\text{C}$  in [72] eine Barrierendicke von ca. 10 nm berichtet. Unter Annahme einer nahezu linearen Wachstumsrate von somit ca.  $0,035 \text{ nm/s}$  lassen sich für Wachstumszeiten von 240 s und 150 s für die Typen A und B Barrierendicken von  $d_{\text{Barriere,A}} \approx 8,4 \text{ nm}$  und  $d_{\text{Barriere,B}} \approx 5,3 \text{ nm}$  abschätzen. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass aufgrund der leichten Divergenz der Schichtdicken entlang der Nanodrahtlänge auf einer Länge von  $1,5 \mu\text{m}$  Schichtdickenvariationen von ca. 14% berichtet werden [72]. Gemäß den REM-Aufnahmen weist die  $p$ -dotierte Schicht der Nanodrahtstrukturen des Typs A nach einer Wachstumszeit von 420 s eine geschätzte Dicke von ca. 300 nm auf. Auch hier sei darauf hingewiesen, dass der gegebene Wert entlang der Länge des Drahtes entsprechend abweicht. Nach [75] besitzt die  $p$ -dotierte Schicht des Typ B eine nominelle Dicke von 50 nm. Die exakten Dotierstoffkonzentrationen im  $p$ -dotierten Bereich der Nanodrahthülle sind zum jetzigen Zeitpunkt noch unbekannt. Sie werden jedoch Bezug nehmend auf vergleichbar gewachsene  $p$ -dotierte Referenz-Schichten auf  $p \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [75] und  $p^{++} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  geschätzt.

## 4.2 Optische Charakteristika der Nanodraht-LED-Strukturen

Die mittels MOVPE gewachsenen Nanodrahtstrukturen werden im Folgenden anhand orts aufgelöster PL-Messungen optisch untersucht und charakterisiert. Dafür werden die Nanodrahtstrukturen nach dem Wachstum vom Wachstumssubstrat entfernt und in einer Isopropanol-Lösung auf ein Si-Substrat transferiert. Hier werden die liegenden Nanodrähte einzeln mit einem fokussierten Laserstrahl entlang ihrer Länge abgerastert und die PL orts aufgelöst gemessen. Anhand dieser Messung können die Nanodrahtstrukturen in Abhängigkeit des Ortes bzw. der Wachstumszeit untersucht und optisch charakterisiert werden. Insbesondere aufgrund der bereits in den REM-Bildern der Proben (siehe Abbildung 4.1) beobachteten Inhomogenität des radialen Wachstums entlang der Nanodrahtlänge ist eine orts aufgelöste Information hinsichtlich der optischen Eigenschaften des MQW von besonderem Interesse. So könnte die mit dem inhomogenen Wachstum verbundene Variation der Schicht- und somit auch QW-Dicken bspw. zu einer Variation der Emissionswellenlänge führen. Darüber hinaus impliziert die Variation des Schichtwachstums entlang der Nanodrahtachse lokal unterschiedliche Wachstumsbedingungen, welche auch eine örtlich fluktuierende kristalline Qualität der Nanodrähte sowie der aufgetragenen Schichtstruktur zur Folge haben können. Insbesondere bei einem späteren elektrischen Betrieb können lokal auftretende Verlustmechanismen die optischen Eigenschaften der Nanodraht-LED entscheidend bestimmen bzw. deren Performance erheblich senken.

Über die orts aufgelöste Messung der PL können lokal abhängige optische Verluste dargestellt werden, so dass die Qualität der Nanodrahtstrukturen über die komplette Nanodrahtachse untersucht werden kann. Des Weiteren sind im Vergleich zwischen den Typen A und B sowohl geometrische als auch strukturelle Unterschiede hinsichtlich des radialen Schichtwachstums und der Beschaffenheit der Oberflächen vorhanden (siehe Abbildung 4.1). Deren spezifische Auswirkung auf die jeweiligen optischen Eigenschaften der Strukturen wird mit den orts aufgelösten Messungen der PL entsprechend dargestellt und untersucht.

Abschließend werden die *m-plane* gewachsenen Nanodrahtstrukturen über leistungs- und zeitabhängige PL-Messungen mit Fokus auf den QCSE untersucht. Dabei wird anhand gemessener Ladungsträgerlebensdauern ein quantitativer Einblick in dynamische Rekombinationsprozesse ermöglicht, wodurch letztlich das Potential der Nanodrähte hinsichtlich einer schnellen Modulierbarkeit quantitativ eingeordnet werden kann.

### 4.2.1 LED-Nanodrahtstrukturen auf $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Substrat

Zur orts aufgelösten Untersuchung der optischen Eigenschaften der auf  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Substrat gewachsenen Nanodrahtstrukturen (Typ A) sind in der folgenden Abbildung 4.2 ausgewählte PL-Spektren aufgetragen, welche an verschiedenen Positionen entlang des abgebildeten Nanodrahtes (*TE137*) bei Raumtemperatur gemessen sind. Aufgrund der hochenergetischen Bandlücke des WZ-GaN-Nanodrahtes ( $E_g = 3,39 \text{ eV}$  @ 300 K) ist zu dessen optischer Untersuchung eine Anregung mit Wellenlängen von  $\lambda_{\text{Laser}} < 366 \text{ nm}$

notwendig. Aufgrund der hier lediglich spektral aufgelösten Untersuchung der PL sind die Spektren an einem zur Abbildung 2.1 alternativen PL-Messplatz gemessen. Hier dient zur Anregung ein He-Cd-Laser, welcher Strahlung bei einer Wellenlänge von wahlweise 442 und 325 nm emittiert. Mit Hilfe eines UV-Objektivs<sup>1</sup> ist der Laserstrahl auf einen gemessenen Durchmesser von ca. 2  $\mu\text{m}$  [191] auf den Nanodraht fokussiert und mit Hilfe von Piezo-gesteuerten Verfahrereinheiten in definierten Abständen von 500 nm verschoben worden. Die entsprechende PL ist mit einem Monochromator ( $f_L = 200 \text{ mm}$ ) und einer stickstoffgekühlten CCD-Kamera detektiert worden.

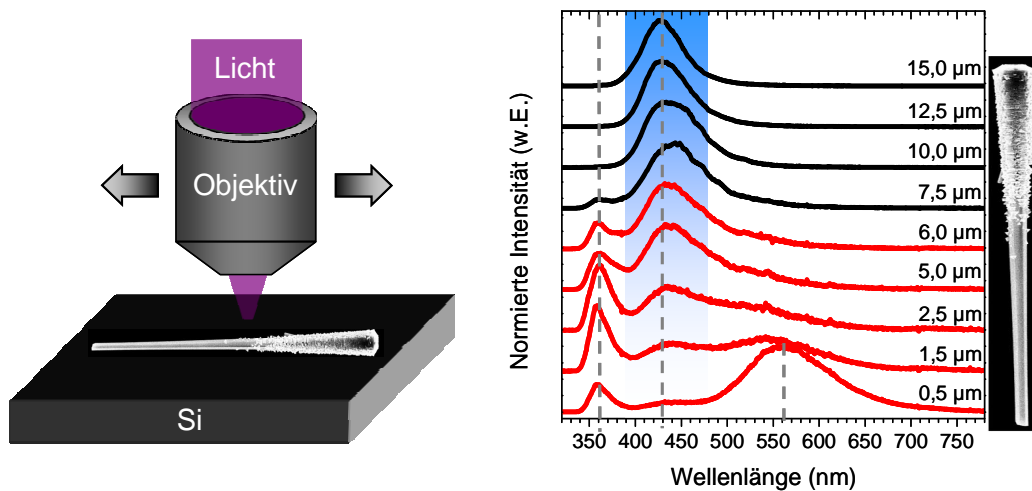


Abbildung 4.2: Prinzip-Bild zur ortsauflösten Messung der PL entlang des Nanodrahtes. Ausgewählte normierte PL-Spektren für verschiedene Positionen entlang des Typ A-Nanodrahtes (TE137). Die PL ist im Rahmen einer betreuten Projektarbeit von N. Juttner et. al. [191] bei einer Anregungswellenlänge von 325 nm und einer konstanten Leistungsdichte von 1 kW/cm<sup>2</sup> bei Raumtemperatur gemessen.

Wie den gezeigten PL-Spektren in Abbildung 4.2 entnommen werden kann, ist im Bereich des Nanodrahtes zwischen 0,5 und ca. 2,5  $\mu\text{m}$  ein Spektrum zu messen, welches von drei unterschiedlich stark ausgeprägten Emissionen dominiert wird.

Die Emission bei einer Wellenlänge von ca. 360 nm ist in guter Übereinstimmung mit der WZ-GaN-Bandlückenenergie des Nanodrahtes [98], [192], so dass diese auf Band-Band-Rekombination hinweist. Neben dieser hochenergetischen Emission ist insbesondere am Fuß des Nanodrahtes (0,5  $\mu\text{m}$ ) eine spektral breite Emission im sichtbaren Spektralbereich zu messen, welche bei einer Wellenlänge von hier ca. 560 nm zentriert ist und somit nach [167] als YL identifiziert wird. Details zur Entstehung der YL, bei welcher größtenteils intrinsische Defekte [169], wie Ga-Vakanzen [177] als Ursache diskutiert werden, sind bereits in Abschnitt 3.4 zur Beschreibung der PL einer blauen Schicht-LED (Abbildung 3.12) erläutert.

<sup>1</sup> „LMU-39X-NUV“ der Firma Thorlabs - Vergrößerung: 39x, Arbeitsabstand: 2mm, NA= 0,5

Die Intensität der dritten Emission im blauen Spektralbereich bei ca. 428 nm nimmt in Richtung zur Nanodrahtspitze zu und dominiert das Spektrum oberhalb von ca. 7,5  $\mu\text{m}$ . Diese Emission entspricht der Rekombination von Ladungsträgern im radial aufgewachsenen InGaN/GaN-MQW. Die Intensität der Bandlücken- und gelben Defekt-Emission nimmt im Verhältnis entsprechend ab und ist im Bereich des MQW oberhalb von ca. 10  $\mu\text{m}$  nicht mehr messbar. In der Abbildung 4.3 ist die Intensität der MQW- und der Bandlücken-Emission des GaN-Nanodrahtes über die Position entlang der Nanodrahtlänge für alle in der Messung detektierte PL-Spektren aufgetragen. Dabei sind PL-Spektren im Abstand von 500 nm entlang der Nanodrahtlänge gemessen worden [191].

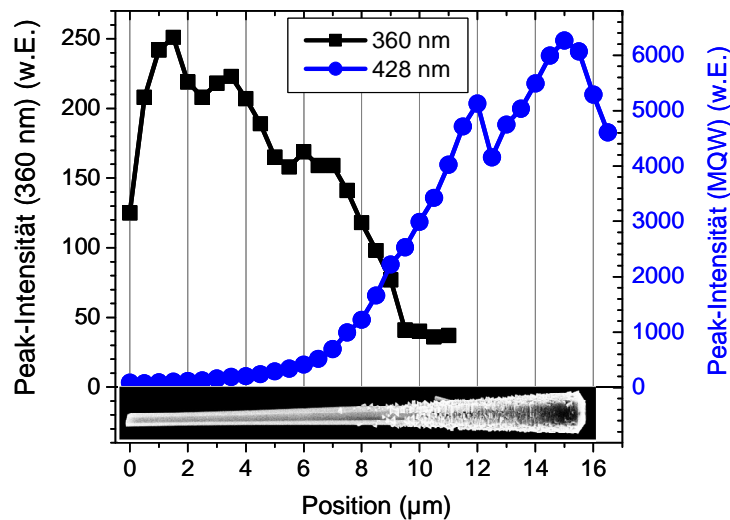


Abbildung 4.3: Aus den PL-Spektren extrahierte Peak-Intensität der Bandlücken-Emission des GaN-Nanodrahtes ( $\approx 360\text{ nm}$ ) und der MQW-Emission ( $\approx 428\text{ nm}$ ) aufgetragen über den Ort.[191]

Die Werte der jeweiligen Intensität von maximal 250 für die Bandlückenemission und 6000 Einheiten für die MQW-Emission verdeutlichen den Helligkeitsunterschied zwischen den Emissionen. Während die Bandlückenrekombination kontinuierlich in Richtung Nanodrahtspitze abnimmt und ab ca. 9  $\mu\text{m}$  im Untergrund verschwindet, steigt die MQW-Emission ab der Position von hier 6 – 8  $\mu\text{m}$  stark an und dominiert im oberen Drittel zur Nanodrahtspitze die PL-Emission. Genau in diesem Bereich ist in guter Näherung die radiale Schichtstruktur zu sehen, auch wenn diese erst ab einer Länge von ca. 10  $\mu\text{m}$  vorhanden ist. Dass der Anstieg der MQW-Emission schon vorher gemessen wird, liegt in der endlichen Auflösung des Messplatzes sowie Streulichteeffekten begründet. Die anormale Intensitätsabweichung bei Position 12  $\mu\text{m}$  ist dagegen auf einen messtechnischen Fehler zurückzuführen. Der Intensitätsabfall am jeweiligen Ende des Nanodrahtes wird lediglich durch die nur teilweise Belichtung des Nanodrahtes durch den Laserspot verursacht.

Gemäß den REM-Aufnahmen könnte eine Verbreiterung der QWs in Richtung zur Nanodrahtspitze vermutet werden. Die damit einhergehenden sinkenden Energie-

Niveaus im QW würden dabei zu einer Rot-Verschiebung des Spektrums führen. Tatsächlich wird bei Tieftemperatur (5 K) für variable QW-Dicken vergleichbarer Nanodrahtstrukturen zwischen 1,25 nm und 5 nm eine entsprechende Verschiebung der Wellenlänge von 392 nm auf 412 nm berichtet [72]. Dabei steigt die Wellenlänge bereits um 14 nm auf einen Wert von ca. 406 nm bei Verbreiterung des QWs von 1,25 nm auf 2 nm an. Ab einer Dicke des QWs von  $> 3,5 - 4$  nm wird in [72] jedoch keine nennenswerte Verschiebung der Wellenlänge mehr beobachtet. Aufgrund der nominellen QW-Dicke der Probe *TE137* mit  $d_{QW,A,B} \approx 5 - 6$  nm könnte eine potentielle leichte Variation der QW-Dicke nicht in einer Verschiebung der Wellenlänge münden, so dass die gemessene Wellenlänge bei der Messung in Abbildung 4.3 konstant bleibt.

Zur Analyse etwaiger nichtstrahlender Verluste innerhalb des MQW der Nanodraht-LED-Struktur (Typ A) wird die PL im Folgenden in Abhängigkeit der Anregungsleistung diskutiert. Nichtstrahlende Verluste können so anhand eines nichtlinearen Intensitätsanstiegs entdeckt werden. Dabei wird ausgenutzt, dass gemäß der Ratengleichung (Gleichung (1.48)) für kleine Ladungsträgerdichten die Rekombination hauptsächlich über nichtstrahlende Defekte stattfindet. Für höhere Dichten wird eine Sättigung der Defekte erwartet, so dass die strahlende Rekombination dominant wird. In der folgenden Abbildung 4.4a sind die im Bereich der Nanodrahtspitze lokal gemessenen PL-Spektren der bereits orts aufgelöst untersuchten Probe *TE137* für verschiedene Anregungsleistungen zu sehen. Die Abbildung 4.4b zeigt zusätzlich analog gemessene Spektren einer weiteren Nanodrahtprobe (*TE160*, Typ A). Diese ist unter vergleichbaren Bedingungen gewachsen, auch wenn die QWs nominell etwas dünner sind, so dass das Spektrum der MQW-Emission bei der Probe *TE160* gegenüber der Probe *TE 137* mit ca. 2 - 3 nm minimal rot-verschoben ist. Schließlich sei angemerkt, dass die maximal eingestellte Laserleistung in Abbildung 4.4a der minimalen Leistung in Abbildung 4.4b entspricht.

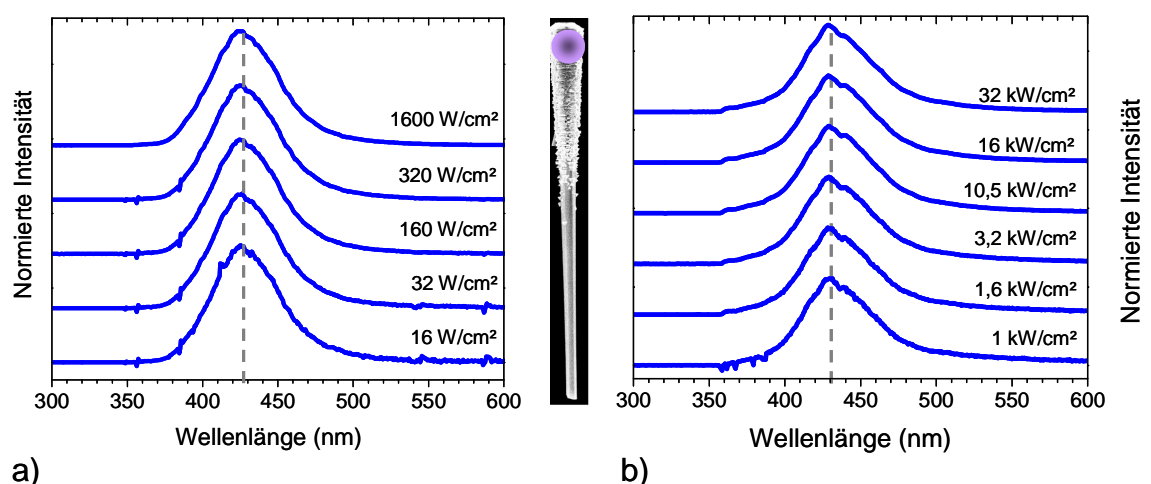


Abbildung 4.4: Lokal gemessene und normiert aufgetragene PL-Spektren der Probe *TE137*, Typ A (a) und Probe *TE160*, Typ A (b) für verschiedene Leistungsdichten des Lasers. Der Punkt im REM-Bild der Probe *TE137* markiert qualitativ und repräsentativ für beide Proben die Position des Laserspots während der Messung. Die Messung ist im Rahmen der betreuten Projektarbeit von N. Juttner durchgeführt worden [191].

Bei Variation der Leistungsdichte über zwei Größenordnungen von hier  $16 \text{ Wcm}^{-2}$  bis  $1600 \text{ Wcm}^{-2}$  zeigen die PL-Spektren der Probe *TE137* aus Abbildung 4.4a keine nennenswerte Veränderung in der Form oder Wellenlänge. Die nicht auftretende Verschiebung der Emissionsenergie deutet auf das erwartete Ausbleiben des QCSE für die *m-plane* gewachsene MQW-Struktur hin. Im Falle eines vorliegenden QCSE führt die Bandverbiegung im QW, insbesondere für dickere QWs zu einer Verschiebung der Emissionswellenlänge [18], [193]. Durch deren Abschirmung mit Hilfe optisch injizierter Ladungsträger verschiebt sich die Emissionswellenlänge zu höheren Energien [135].

Dennoch sind aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke typischer Piezo-Felder in *c-plane* gewachsenen MQWs im Bereich von ca.  $2 \text{ MV/cm}$  [130] höhere Ladungsträgerdichten zu dessen Abschirmung notwendig. So sind für vergleichbare *c-plane* gewachsene InGaN/GaN-MQW-Schichten in [134] (vergl. Abbildung 1.13) Leistungsdichten im Bereich von  $100 \text{ Wcm}^{-2}$  bis  $30 \text{ kWcm}^{-2}$  zur Abschirmung der Felder notwendig. Dabei ist die InGaN/GaN-Schicht in [134] ebenfalls mit einer Laserwellenlänge von  $325 \text{ nm}$  angeregt worden, während der QW mit  $4 \text{ nm}$  eine ähnliche Dicke aufwies. Aufgrund dessen ist in einem zweiten Experiment in der Abbildung 4.4b die leistungsabhängige PL-Messung auf dem MQW der Nanodrahtstruktur (*TE160*) bis zu einer höheren Leistungsdichte von  $32 \text{ kWcm}^{-2}$  gemessen. Die zu erwartende höhere Ladungsträgerdichte in der untersuchten Nanodrahtstruktur im Vergleich zur Schichtstruktur aus [134] sollte Effekte aufgrund des QCSE somit sichtbar machen. Dennoch ist auch für hohe Anregungsleistungen keine spektrale Verschiebung der PL zu messen. Somit bestätigt die Messung das erwartete Ausbleiben von Polarisierungseffekten und des QCSE für die *m-plane* gewachsene Nanodraht-LED-Struktur des Typs A.

Zur Untersuchung etwaiger nichtstrahlender Verluste innerhalb der Nanodrahtstrukturen des Typs A sind in der folgenden Abbildung 4.5 die Peak-Intensitäten der gemessenen PL-Spektren jeweils für die Probe *TE137* (a) und *TE160* (b) aufgetragen über die Leistung.



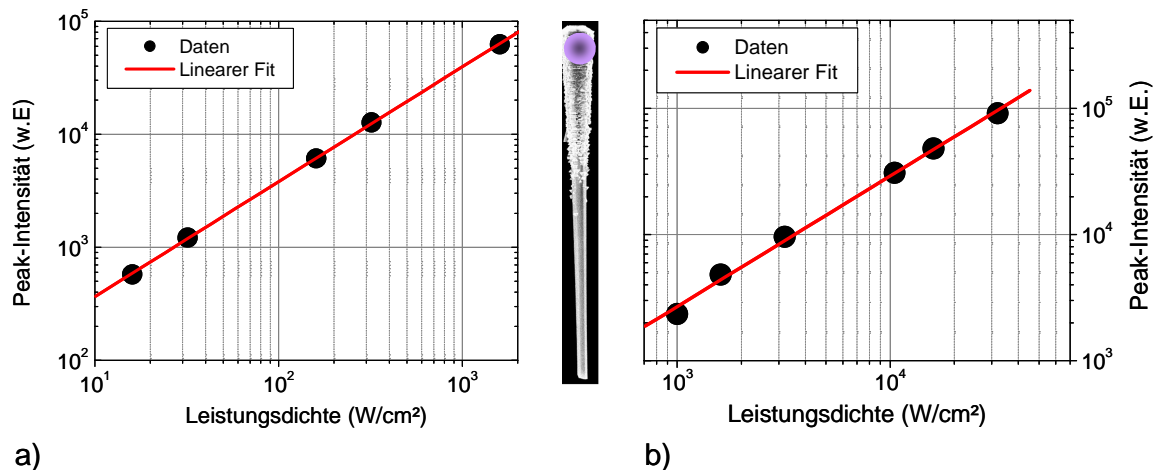


Abbildung 4.5: Peak-Intensität der jeweiligen PL-Spektren aufgetragen über die Leistungsdichte des Lasers für die Typ A-Proben TE137 (a) und TE160 (b). Der Punkt im REM-Bild (TE137) markiert qualitativ und repräsentativ für beide Proben die Position des Laserspots während der Messung. Die Messung ist im Rahmen der betreuten Projektarbeit von N. Juttner durchgeführt worden [191].

Für beide Proben lassen sich die Peak-Intensitäten der leistungsabhängigen PL-Spektren mit einem linearen Fit mit  $y = x$  verbinden. Die Tatsache, dass die eingezeichnete Gerade eine Steigung von Eins aufweist, deutet auf nahezu ausschließlich strahlende Rekombinationsprozesse und somit eine geringe Zahl nichtstrahlender Defekte bzw. eine hohe Qualität des MQWs hin.

#### 4.2.2 LED-Nanodrahtstruktur auf Si-Substrat - Spektrale PL-Analyse

Die auf Si-Substrat gewachsenen LED-Nanodrahtstrukturen (Typ B) bilden die Grundlage für die im Abschnitt 4.3 beschriebene Nanodraht-LED. Zur Untersuchung der optischen Eigenschaften hinsichtlich etwaiger Verlustmechanismen und der Ladungsträgerdynamik ist auch hier die PL einzelner Nanodrähte in Abhängigkeit der Anregungsleistung gemessen worden. Die gezeigten spektral- und zeitabhängigen PL-Messungen der folgenden Abschnitte in diesem Kapitel sind dabei im Rahmen einer betreuten Master-Arbeit von O. Pfingsten gemessen worden [156] und veröffentlicht in [75]. Aufgrund der Anforderung einer schnell modulierbaren LED soll das Ausbleiben der Polarisationsfelder im *m-plane* gewachsenen MQW nachgewiesen werden. Deshalb ist die Anregungsleistung um drei Größenordnungen in einem Bereich variiert worden, in welchem etwaige Abschirmungseffekte eines möglichen Polarisationsfeldes im MQW erreicht und sichtbar gemacht werden können [134]. Zur Unterdrückung thermisch aktivierter nichtstrahlender Prozesse ist die Umgebungstemperatur während des Experiments hier zunächst auf 7 K reduziert worden. Die folgende Abbildung 4.6a zeigt die PL-Spektren, welche für verschiedene Anregungsleistungen mit  $\lambda_{\text{Laser}} = 400 \text{ nm}$  bei lokaler Belichtung eines einzelnen Nanodrahts (Typ B) im Bereich des MQW gemessen werden können [75].

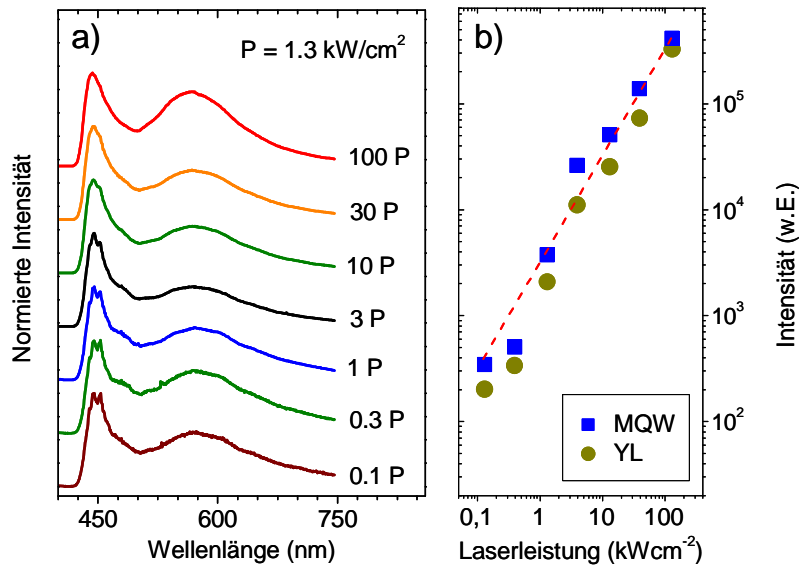


Abbildung 4.6: a) Normierte zeitintegrierte PL-Spektren für unterschiedliche Anregungsleistungen von 0,13 - 130  $\text{kW/cm}^2$ , lokal gemessen auf einem einzelnen LED-Nanodraht (TE239, Typ B)) bei einer Temperatur von 7 K und einer Anregungswellenlänge von 400 nm. b) Extrahierte Peak-Intensität der MQW-Emission und YL über die Anregungsleistung. Die rote Linie entspricht einem linearen Fit. [75]

Die gemessenen PL-Spektren zeigen für jede Anregungsleistung eine Emission im blauen und gelben Spektralbereich. Die Emission bei einer Wellenlänge von ca. 448 nm wird dabei durch Rekombination im radial gewachsenen MQW hervorgerufen, während die langwellige und spektral breite Emission um 570 nm als *Yellow Luminescence* identifiziert wird. Diese Defektlumineszenz ist bereits in Abschnitt 3.4 ausführlich beschrieben und wird in GaN auf Rekombination über Akzeptorzustände innerhalb der Bandlücke zurückgeführt, welche im Wesentlichen durch intrinsische Defekte [169], wie bspw. Ga-Vakanzen hervorgerufen werden [148]. Es fällt auf, dass die MQW-Emission bei niedrigen Anregungsleistungen mehrere schmale Peaks aufweist, welche zu höheren Anregungsleistungen verschwinden. Diese Peaks sowie auch die Verbreiterung des Spektrums zu längeren Wellenlängen weisen auf Rekombination über lokalisierte Zustände hin, welche zu hohen Anregungsleistungen gesättigt werden. Derartige Zustände können bspw. durch mögliche In-Fluktuationen innerhalb des MQWs verursacht werden und somit auf solche hindeuten [194]. Energetisch zeigt die MQW-Emission über den kompletten Leistungsbereich keine nennenswerte Verschiebung, so dass interne Polarisationsfelder nicht vorhanden sind.

Anhand der Abbildung 4.6b kann sowohl für die MQW-Emission als auch die YL ein linearer Anstieg über den gesamten Leistungsbereich erkannt werden. Der Anstieg wie auch die scheinbare Unabhängigkeit beider Emissionen deuten darauf hin, dass die für die YL ursächlichen Defekte außerhalb des MQW entweder im  $n$ -dotierten Nanodrahtkern oder in der äußeren  $p$ -dotierten GaN-Schicht lokalisiert sein müssen.

Andernfalls wäre insbesondere aufgrund der hohen Leistungen mit steigender Anregungsleistung eine Sättigung der verantwortlichen Defektzustände zu erwarten.

Auch wenn das Auftreten der YL in der Literatur Gegenstand kontroverser Diskussionen ist [167], so wird die YL in Verbindung mit undotierten oder  $n$ -dotierten GaN beobachtet. Dabei werden in den meisten Fällen Akzeptor bildende Defekte, wie Ga-Vakanzen [177], [148] oder C-Verunreinigungen [181], [182] als hauptsächliche Ursachen für die YL angenommen. Auch wenn nach heutigem Kenntnisstand Donator-Zustände bei der zur YL führenden Rekombination beteiligt sind [175], [176], ist der Einfluss von Donator bildenden Si-Störstellen auf die YL nicht eindeutig [167]. So werden Veröffentlichungen zitiert, nach welchen die YL mit zunehmender Si-Dotierung steigt, während sie in anderen mit steigender Si-Dotierung sinkt. Dennoch wird nach weiter zitierten Veröffentlichungen in [167] für sehr hohe  $n$ -Dotierstoffkonzentrationen mit  $n > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  eine Verringerung der YL berichtet für Ge- [195] und Si-dotiertes [196] GaN. Dabei wird angenommen, dass die Si-Donatoren die akzeptor-verursachenden Ga-Vakanzen reduzieren und somit die YL unterdrücken [195]. In einer Veröffentlichung von R. Köster *et al.* wird für zu Typ B vergleichbaren InGaN/GaN-*core-shell*-Nanodrahtstrukturen ebenfalls eine YL lediglich in nominell undotierten Nanodraht-Gebieten detektiert, während in Gebieten mit hoher  $n$ -Dotierung mit Si keine YL gemessen wird [72].

Mit  $n \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  als mittlerer Wert im  $n$ -dotierten Bereich der Nanodrähte (Typ B) [75] kann die Dotierstoffkonzentration im Nanodrahtbereich unterhalb des MQW auf einen niedrigen Wert von  $n \approx 1/40 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \approx 2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  abgeschätzt werden. Bei Vergleich mit den zuvor untersuchten Nanodrähten (Typ A) fällt auf, dass für diese im Bereich des MQW keine YL detektiert wird (siehe Abbildung 4.2). Dabei weisen diese unterhalb des radialen MQW einen  $n$ -dotierten Nanodrahtbereich mit Konzentrationen bis zu  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  auf [191], so dass nach dem Modell die YL aufgrund der hohen Dotierstoffkonzentration ( $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) unterdrückt wird. Die für Typ B detektierte YL in Abbildung 4.6 wird somit auf parasitäre Rekombination im nominell undotierten bzw. schwach  $n$ -dotierten Nanodrahtkern unterhalb des radial aufgewachsenen MQW zurückgeführt. Gleichermäßen wird das Ausbleiben der YL in Typ A auf die hohe  $n$ -Dotierstoffkonzentration im Bereich des MQW zurückgeführt.

#### 4.2.3 LED-Nanodrahtstruktur auf Si-Substrat – Zeitaufgelöste PL-Analyse

Zur zeitlichen Untersuchung der Rekombinationsmechanismen ist die detektierte MQW-Emission aus Abbildung 4.6 ebenfalls zeitaufgelöst mittels der Streak-Kamera gemessen worden. Neben Einflüssen eines potentiellen QCSE auf die Lebensdauer der Ladungsträger lassen sich mittels der Messmethode ebenfalls gut nichtstrahlende Prozesse direkt abbilden. In der folgenden Abbildung 4.7 sind die bei Tieftemperatur erhaltenen Zerfallskurven für jede Anregungsleistung in normierter Darstellung zu sehen [75].

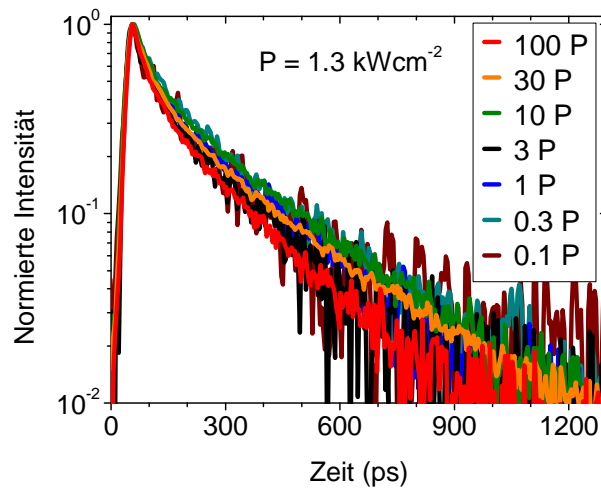


Abbildung 4.7: Normierte spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission des Nanodrahtes für verschiedene Anregungsleistungen zwischen 0,13 und 130 kW/cm<sup>2</sup>. Die PL ist bei 7 K mit einer Anregungswellenlänge von 400 nm lokal auf einem einzelnen Nanodraht (TE 239, Typ B) gemessen. [75]

Die Zerfallskurven entsprechen der spektral integrierten PL-Intensität im Spektralbereich 435 – 455 nm. Es fällt auf, dass über den gesamten Leistungsbereich alle Zerfallskurven nahezu übereinander liegen und einen mehrfach-exponentiellen Verlauf aufweisen. Solch ein Verlauf wird häufig für InGaN/GaN-MQW-Strukturen beobachtet [44], [73], [197], [198]. Er deutet auf mögliche Dickenvariationen des QWs oder die schon bei den PL-Spektren vermuteten In-Fluktuationen im MQW hin. Diese können einen solchen mehrfach-exponentiellen Zerfall verursachen, dessen Verlauf über die folgende Gleichung (4.1) beschrieben werden kann [197], [199].

$$I(t) = I_0 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau} \right)^\beta \right] \quad (4.1)$$

mit	$I(t)$	Intensität in Abhängigkeit der Zeit $t$
	$I_0$	Intensität zum Zeitpunkt $t = 0$
	$\beta$	„Stretch“- Parameter

Gemäß der Gleichung wird die Zerfallskurve durch einen sog. „Stretch“-Parameter  $\beta$  gestreckt, welcher Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Jede Zerfallskurve lässt sich mit der Gleichung (4.1) durch jeweilige Anpassung der Werte für die Lebensdauer  $\tau$  und dem Parameter  $\beta$  exakt fitten. Die entsprechenden Fits sind für jede Zerfallskurve im Anhang A.1 dargestellt. Im Mittel lassen sich die leistungsabhängigen Zerfallskurven mit Lebensdauern von  $\tau = 100 \pm 10$  ps und einem „Stretch“-Parameter von  $\beta = 0,64 \pm 0,014$  fitten. Diese Zeit ist 1 – 2 Größenordnungen kürzer als

Lebensdauern, welche für *c-plane* gewachsene InGaN/GaN-MQW-Strukturen gemessen werden [49]. Die kurze Lebensdauer, welche aus der stärkeren Überlappung der Wellenfunktionen innerhalb des QW folgt [17], bestätigt die Absenz interner Polarisationsfelder im *m-plane* gewachsenen MQW. Darüber hinaus indiziert der nahezu konstante Zerfall mit steigender Leistung bei Tieftemperatur keinen signifikanten Einfluss nichtstrahlender Prozesse. Derartige mit kurzer Lebensdauer verknüpfte Rekombinationsprozesse würden mit steigender Leistung gesättigt, so dass die Lebensdauer sich entsprechend verlängern würde.

Zur quantitativen Untersuchung der Ladungsträgerdynamik bei Raumtemperatur ist die Umgebungstemperatur im Experiment schrittweise von 7 K bis auf 300 K erhöht und die jeweilige PL zeitaufgelöst gemessen worden. In der folgenden Abbildung 4.8 sind die Zerfallskurven exemplarisch für eine Anregungsleistung bei 13 kW/cm<sup>2</sup> dargestellt. Auch hier sind die zugehörigen Lebensdauern der Ladungsträger mittels der Gleichung (4.1) entsprechend extrahiert worden.

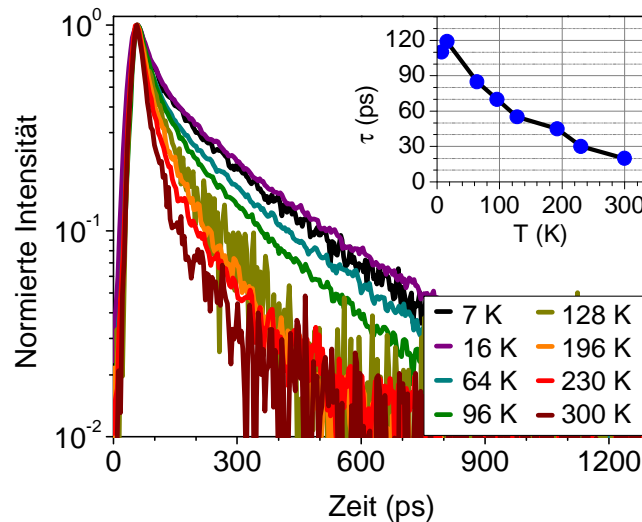


Abbildung 4.8: Spektral integrierte Zerfallskurven der MQW-Emission der Nanodraht-LED-Struktur TE239, Typ B) für verschiedene Temperaturen von 7 K bis 300 K bei einer konstanten Anregungsleistung von 13 kW/cm<sup>2</sup>. Im Inset ist die extrahierte Lebensdauer über die Temperatur aufgetragen. [75]

Auf den ersten Blick ersichtlich zeigen die Zerfälle eine Abhängigkeit von der Temperatur. Auch hier lassen sich die Zerfallskurven mittels der Gleichung (4.1) fitten. (Nachweis siehe Anhang A.1). Danach sinkt die auf diese Weise ermittelte Lebensdauer mit Erhöhung der Umgebungstemperatur kontinuierlich von ca. 110 ps bei 7 K um einen Faktor von ca. 5 - 6 auf einen Wert von ca. 20 ps bei Raumtemperatur ab. Die Verringerung der Lebensdauer geht einher mit einer gleichzeitig detektierten Verringerung der MQW-PL-Intensität, so dass die Verringerung der Lebensdauer auf zusätzliche thermisch aktivierte nichtstrahlende Rekombinationsprozesse zurückgeführt werden kann. Auch für andere polarisationsfreie InGaN/GaN-Nanodraht-LED-Strukturen werden ähnliche Lebensdauern um 21 – 35 ps berichtet [73], während für *c-*

*plane* gewachsene Nanodraht-LED-Strukturen minimale Lebensdauern in Höhe von z.B. 1,12 ns [44] und 1,62 ns [200] gemessen werden.

### 4.3 Nanodraht-LED – Spektrale und zeitaufgelöste EL-Analyse

Die vergleichsweise schnelle Ladungsträgerlebensdauer in unpolar gewachsenen LED-Strukturen auf Basis radial gewachsener Nanodraht-MQW-Strukturen [76], [49] versprechen neben der erhöhten Effizienz auch eine signifikant schnellere elektrische Modulierbarkeit im Vergleich zu *c-plane* gewachsenen Schichtstrukturen. Die hohe Modulierbarkeit ist dabei insbesondere für die Datenübertragung über polymere Glasfasern interessant, bei welcher reduzierte Absorptionsverluste im grünen Spektralbereich um 520 nm vorliegen [201]. Aufgrund dessen ist die Weiterentwicklung III-N-basierter LEDs und entsprechend angepasster optoelektronischer Bauelemente für diesen Spektralbereich im Fokus [202]. So stellen in diesem Spektralbereich emittierende schnell modulierbare LEDs [203], [204] eine interessante und kostengünstige Alternative zu Laserdioden dar, welche hier bisher als einzige schnell modulierbare Lichtquelle vorliegen. Im Rahmen dieses Abschnitts wird die optische Modulierbarkeit der hier gezeigten Nanodraht-LED-Strukturen untersucht. Zunächst wird im Folgenden der Aufbau der gefertigten Nanodraht-LED beschrieben, bevor die LED mittels spektral- und zeitaufgelöster EL-Analysen untersucht und charakterisiert wird.

#### 4.3.1 Struktureller Aufbau

Zur Realisierung einer schnell modulierbaren LED auf Basis der bisher einzeln untersuchten Nanodrähte ist ein Array von auf Si-Substrat gewachsenen Nanodrähten (Typ B) kontaktiert worden. Dabei werden die *n*-dotierten Nanodrähte entsprechend über das leitfähige Si-Substrat kontaktiert. Zur Kontaktierung der auf die radialen MQW aufgewachsenen *p*-dotierten Schichten werden die Zwischenräume mit einem optisch transparenten „*Spin-on-Glass*“ (SOG)<sup>1</sup> aufgefüllt. Anschließend werden auf die Oberfläche mit den teilweise herausstehenden Nanodraht-Spitzen Kontakt-*Pads* aufgedampft, welche die Nanodraht-Hülle im Bereich der Nanodrahtspitze elektrisch kontaktieren. Der prinzipielle Aufbau der im Fachgebiet „*Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie*“ technologisch entwickelten und hergestellten Nanodraht-LED [75] ist schematisch in der folgenden Abbildung 4.9 zu sehen.

---

<sup>1</sup> AZ LExp.S02-005 der Firma MicroChemicals

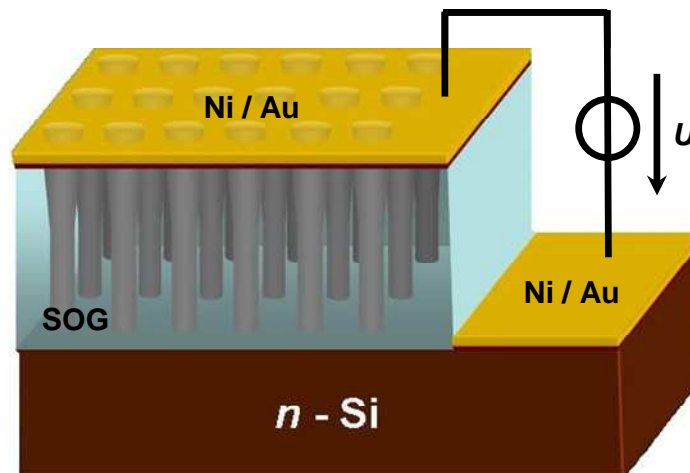


Abbildung 4.9: Schematisches Prinzipbild zum Aufbau der hergestellten Nanodraht-LED

Zur Verhinderung von Kurzschlüssen muss gewährleistet sein, dass die unten freiliegenden  $n$ -dotierten Nanodrähte vollständig vom elektrisch isolierenden SOG abgedeckt werden. Bei einer mittleren Nanodrahtlänge von ca.  $15\ \mu\text{m}$  ist das SOG daher mit einer Schichtdicke von  $10\ \mu\text{m}$  auf das Substrat aufgebracht. Vor der Aufdampfung des Top-Kontaktes wird das SOG in einem anschließenden Schritt mit 5%-iger Flusssäure für 15 s zurückgeätzt, so dass die  $p$ -dotierten Spitzen der Nanodrahtstrukturen nicht mehr mit dem SOG bedeckt sind. Sowohl für den Top-Kontakt zur  $p$ -dotierten radialen GaN-Schicht als auch den Kontakt zum  $n$ -dotierten Nanodrahtkern über das Si-Substrat sind Schichten aus Nickel (Ni) (20 nm) und Gold (Au) (300 nm) aufgedampft worden. Der Kontakt zum  $n$ -leitenden Si-Substrat ist am Rand auf einer nanodrahtfreien Fläche aufgebracht. Aufgrund des hier verwendeten lichtundurchlässigen Materials sind die Kontaktschichten in einem Winkel von  $45^\circ$  auf die Oberfläche des SOGs aufgedampft worden. Dadurch ist gewährleistet, dass die Nanodrahtspitzen nur teilweise mit dem Kontaktmaterial bedeckt sind, so dass eine Auskopplung der erzeugten Photonen trotz des nicht transparenten Kontaktmaterials möglich ist. Nichts desto trotz wird ein optisch transparenter Kontakt im Rahmen weiterer Entwicklungen zu einer deutlichen Verbesserung der optischen Auskoppelleffizienz führen. Hier kann bspw. eine Schicht aus ITO (*Indium tin oxide*) in Kombination mit einer dünnen Schicht aus Ni/Au [43], [44] als transparenter Top-Kontakt zu  $p$ -GaN Anwendung finden.

Die folgende Abbildung 4.10 zeigt exemplarisch ein Foto einer gefertigten Nanodraht-LED (a), sowie REM-Aufnahmen mit unterschiedlicher Vergrößerung (b) und (c).



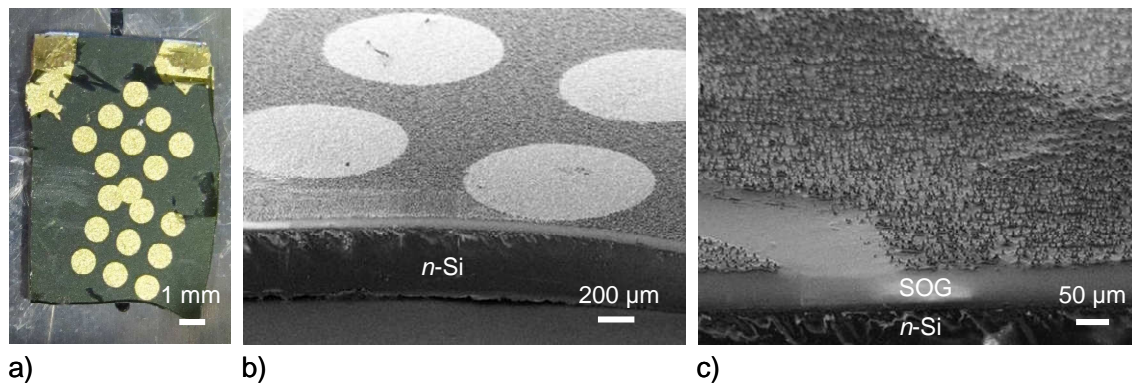


Abbildung 4.10: a) Fotografische Abbildung der Kontakt-Topologie einer Nanodraht-LED mit Nanodrähten des Typ B. b) und c) REM-Aufnahmen der Nanodraht-LED (TE247) in unterschiedlicher Vergrößerung.

In Abbildung 4.10a und b) sind deutlich die mittels optischer Lithographie aufgebrachtten runden Top-Kontakte zu sehen, über welche die  $p$ -dotierten Hüllen der Nanodrähte mit einer Messspitze kontaktiert werden können. Die Kontakte zum Substrat sind hier großflächig in den oberen beiden Ecken der gefertigten Probe aufgebracht. Die Top-Kontakte haben hier einen Durchmesser von 1 mm. In Abbildung 4.10c ist das auf der Substratoberfläche befindliche SOG zu sehen, welches aufgrund seiner isolierenden Eigenschaften deutlich heller erscheint, als das  $n$ -dotierte Si-Substrat. Des Weiteren sind die Spitzen der Nanodrähte an der Probenoberfläche zu erkennen, welche aus der SOG-Schicht herausragen.

#### 4.3.2 Spektral aufgelöste EL-Messung der nicht gebondeten LED

Zum elektrischen Betrieb der realisierten Nanodraht-LED und zu deren optischen Untersuchung ist ein äußerer elektrischer Zugang zum Anschluss an eine entsprechende Spannungsquelle notwendig. Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit konnte ein Anschluss der LED über Bond-Drähte und Bond-Pads jedoch nicht realisiert werden. Somit ist die Kontaktierung der LED für die ersten EL-Untersuchungen mit Hilfe von Messspitzen umgesetzt worden. Der Aufbau des entsprechenden Messplatzes (siehe Abbildung 2.10) ist bereits in Abschnitt 2.3.2 detailliert beschrieben.

Eine besondere Herausforderung bei der Untersuchung der Nanodraht-LED mit diesem Messplatz besteht in der Positionierung der Messspitzen auf den Kontakt-Pads mit lateralen Ausdehnungen von ca. 1 mm. Hier muss insbesondere die Positionierung der Messspitze auf dem dünnen Topkontakt des Nanodrahtfeldes mit besonderer Sorgfalt hinsichtlich des Aufsetzdrucks der Spitze durchgeführt werden, so dass die darunter befindlichen Nanodrähte keinen Schaden nehmen. Eine weitere Herausforderung besteht darin, einen möglichst hohen Anteil der von dem Nanodraht-Feld erzeugten stark divergent ausgekoppelten EL optisch einzufangen und in den Monochromator einzukoppeln, so dass ein Maximum des nach bisheriger Entwicklung noch relativ



intensitätsschwachen EL-Signals von der CCD detektiert wird. Wie der Abbildung 2.10 zu entnehmen ist, sind der Träger der Probe und die Halterung der Messspitzen mechanisch entkoppelt. Dies hat zur Konsequenz, dass die Probe nicht mehr verfahren werden kann, wenn die Messspitzen auf die Kontakte aufgesetzt sind. Hieraus ergibt sich ein messtechnisches Problem für die anfängliche Justage bzw. ideale optische Ausrichtung der Probe auf die Linse  $L_{EL}$ , welche grundsätzlich nur mit leuchtender Probe möglich ist.

Zur Lösung des Problems ist eine vollständig kontaktierte LED (aus Kapitel 0) zusätzlich auf den Probenträger montiert worden. Diese kann über angelötete Kabelverbindungen direkt elektrisch betrieben werden. Des Weiteren ist als Hilfsmittel zur idealen Ausrichtung der Probe ein zusätzlicher Laser am Messplatz integriert worden, mit welchem die im 3-dimensionalen Raum lokalisierte ideale Position für die Probe optisch markiert werden kann. Mit diesen Hilfsmitteln erfolgt die Ausrichtung der Nanodraht-LED nun über die zusätzliche LED. Deren Position wird vor der Sammellinse  $L_{EL}$  (siehe Abbildung 2.10) zunächst so eingestellt, dass das Licht der LED optimiert in den Monochromator eingekoppelt wird. Anschließend wird mit dem Laserstrahl die LED bzw. die Position markiert, bevor die eigentlich zu untersuchende Probe mit Hilfe des Lasers in die zuvor ermittelte optimale Position verfahren wird. Die Emissionsfläche und LED-Chips und des Top-Kontaktes der Nanodraht-LED sind mit ca.  $1 \text{ mm}^2$  vergleichbar. Außerdem besitzen beide Strukturen ähnliche Emissions-Wellenlängen bei ca. 450 nm. Aufgrund dessen kann die mittels des Lasers eingestellte Position der Nanodraht-LED in guter Näherung als ideale Position für die EL-Messung angenommen werden. Eine ausführliche Beschreibung der Ausrichtungstechnik für die EL-Analyse der nicht-gebondeten Nanodraht-LED wird im Anhang A.2 vertieft beschrieben.

#### 4.3.3 Spektral aufgelöste Elektrolumineszenz-Analyse

Die Elektrolumineszenz einer hergestellten Nanodraht-LED (TE248, Typ B) ist sowohl spektral als auch zeitaufgelöst gemessen worden und soll im Folgenden diskutiert werden. In der folgenden Abbildung 4.11 sind spannungsabhängige EL-Spektren der Nanodraht-LED zu sehen. In der Abbildung ist außerdem ein Foto der Probenoberfläche zu sehen, auf welcher in den Ecken zwei Substrat-Kontakte und in der Mitte ein Feld aus neun Top-Kontakten zu erkennen sind. Im Gegensatz zur Nanodraht-LED (TE247) sind die Kontakte dieser Probe durch eine handgefertigte Maske aus Aluminium-Folie aufgedampft worden. Aufgrund dessen besitzen die Kontakte eine entsprechend inhomogene Form. Die ebenfalls abgebildeten Messspitzen zeigen die während des Experiments kontaktierten Kontakt-Pads.

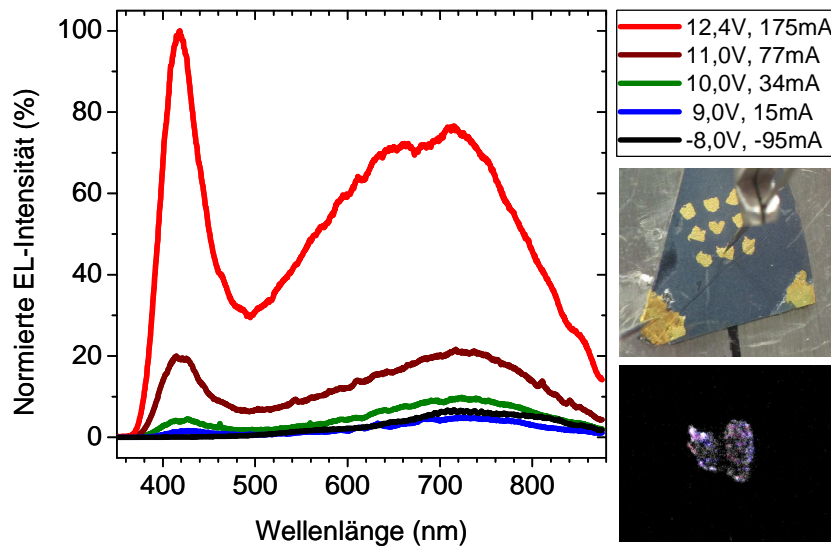


Abbildung 4.11: Auf maximale Intensität normierte EL-Spektren der Nanodraht-LED (TE248, Typ B) für verschieden angelegte DC-Spannungen. Foto der kontaktierten Probe (rechts oben) und der unter dem Kontakt-Pad leuchtenden Nanodrähte (rechts unten) unter elektrischer Anregung.

Wie den EL-Spektren entnommen werden kann, zeigt das Nanodraht-Array im elektrischen Betrieb für DC (*direct current*)-Spannungen von hier  $> 9$  V und einem Strom von 15 mA das Einsetzen einer messbaren Emission im sowohl blauen als auch roten Spektralbereich. Auch wenn die Einsetzspannung für eine blaue InGaN/GaN-LED recht hoch ist, so wird für vergleichbare Nanodrahtstrukturen eine ähnliche Schwellspannung berichtet [72]. Das Foto der leuchtenden Fläche zeigt, dass lediglich die Nanodrähte unterhalb des kontaktierten Pads leuchten. So korreliert die lumineszierende Fläche mit der Form des Kontakt-Pads. In den EL-Spektren ist das Maximum der blauen Emission mit einer FWHM von ca. 55 nm bei ca. 420 nm zentriert und strahlender Rekombination von Ladungsträgern im radialen MQW der Nanodrähte zuzuordnen. Neben der blauen MQW-Emission ist zusätzlich eine spektral breitbandige (FWHM = 285 nm) parasitäre Emission im langwelligen Spektralbereich um 700 nm zu messen. Im Gegensatz zur MQW-Emission wird diese, wenn auch mit reduzierter Intensität, ebenfalls bei Anlegen einer negativen Spannung in Höhe von hier -8 V in Sperrrichtung der LED detektiert. Dabei fließt gleichzeitig ein vergleichsweise hoher Sperrstrom in Höhe von 95 mA.

Sowohl der erhöhte Stromfluss in Vorwärts- und Sperrrichtung als auch die langwellige Emission deuten auf Kanäle hin, über welche Ladungsträger parasitär fließen können und zugleich teilweise strahlend über Defekte rekombinieren. Prinzipiell können Materialdefekte, wie auch Oberflächenzustände der einzelnen Nanodrahtstrukturen eine Rolle spielen. *Coulon et al.* berichtet, dass Grenzflächen zwischen Ga-polaren und N-polaren Schichten innerhalb eines GaN-Nanodrahtes einen erhöhten Sperrstrom

aufgrund erhöhter Konzentration von Minoritätsladungsträgern verursachen können [205].

Die Aufnahme des leuchtenden Kontakt-*Pads* in Abbildung 4.11 zeigt, dass die Farbe des kontaktierten Nanodraht-Arrays lokal variiert, so dass Bereiche mit verstärkt blauer oder roter Emission auftreten. Auch wenn vergleichbare lokale Farbvariationen der EL in InGaN/GaN-Nanodraht-Arrays auf lokal variierende QW-Dicken bzw. In-Gehalte zurückgeführt werden [85], so wird die hier unterschiedliche Emission durch Rekombination über diverse Defekte verursacht. Darüber hinaus kann jedoch auch durch variierende Einschaltspannungen, kontaktbedingte inhomogene Ladungsträgerinjektion und variierende Lichtauskoppelleffizienzen der einzelnen Nanodrähte ebenfalls eine inhomogene Farbverteilung entstehen, wie für ein InGaN/GaN-Nanodraht-Array gezeigt wird [77]. Auch im hier gezeigten Experiment wies die blaue Emission gegenüber der langwelligen Emission über die Messzeit eine bemerkenswerte Intensitätsschwankung um teilweise ca.  $\pm 50\%$  auf. Dieses Phänomen ging einher mit Schwankungen der Stromstärke über mehrere 5 – 10 mA. Diese Effekte deuten auf einen lateral inhomogenen Stromfluss durch die kontaktierten Nanodrähte hin. Dieser kann neben epitaktischer Abweichungen, wie der lokalen Dotierung, Variationen der Schichtdicken oder In-Gehalte der QWs, durch die geometrischen Abweichungen der Nanodrähte hinsichtlich ihrer Länge und Dicken verursacht sein. Aufgrund dessen können einzelne Nanodrähte womöglich aufgrund lokal stark erhöhter Ströme oder Kurzschlüsse thermisch zerstört werden. Dies würde eine weitere Ursache zur Erklärung des erhöhten Sperrstroms darstellen.

Die vergleichsweise hohe Schwellspannung der LED im Bereich  $> 9\text{ V}$  belegt zusätzliche Spannungsabfälle, welche außerhalb des nominellen MQW-*pn*-Übergangs liegen. Der zusätzliche Spannungsabfall kann beispielsweise durch einen nicht ohm'schen Kontakt bzw. eine Schottky-Barriere zur sehr schwach *p*-dotierten GaN-Schale verursacht sein. Gleichzeitig ist aufgrund der niedrigen *p*-Dotierung von einem hohen Bahnwiderstand im *p*-dotierten Gebiet auszugehen, welcher wiederum zu einem erhöhten Spannungsabfall beiträgt.

Im Gegensatz zur MQW-Emission wird die parasitäre langwellige Emission insbesondere in Vorwärtsrichtung, aber auch in Rückwärtsrichtung detektiert. Dieser Effekt deutet darauf hin, dass elektrisch injizierte Ladungsträger auch mit ausgeprägter Diffusionsspannung am radialen *pn*-Übergang über Defekte innerhalb der Bandlücke rekombinieren. In der Literatur sind im Rahmen von PL-Untersuchungen rot-emittierende Defektemissionen im Bereich 1,7 – 1,8 eV (690 – 730 nm) in undotierten Schichten entdeckt worden [148]. Etwas hochenergetischere Defekt-Emissionen werden für Mg-dotierte GaN-Schichten im Bereich 1,8 – 2 eV (620 – 690 nm) berichtet, deren Ursache in Zusammenhang mit energetisch tiefliegenden Donatoren diskutiert wird [167]. Neben diesen Emissionen wird für C-Verunreinigungen berichtet, dass sie neben der YL [181], [182] auch noch langwelligere Emissionen im Bereich 1,64 eV (756 nm) hervorrufen können [206]. Somit können neben intrinsischen Defekten als mögliche

Ursache für eine YL, wie z.B. Ga-Vakanzen [169] auch C-Verunreinigungen zur parasitären Defektemission aus Abbildung 4.11 potentiell beitragen.

Zusammenfassend hat die Messung in Abbildung 4.11 jedoch bewiesen, dass die realisierte Nanodraht-LED mit dem radial gewachsenen InGaN/GaN MQW elektrisch betrieben zum Leuchten angeregt werden kann. Dabei wird für DC-Spannungen  $> 9$  V und einem Strom von  $> 15$  mA eine blaue Elektrolumineszenz bei ca. 420 nm gemessen.

#### 4.3.4 Zeitaufgelöste Elektrolumineszenz-Analyse

Zur Untersuchung der erwarteten schnellen Modulierbarkeit ist die realisierte Nanodraht-LED unter AC (*alternating current*) -Anregung untersucht worden. Die in der folgenden Abbildung 4.12 gezeigte Messung [207] zeigt die örtlich erfasste EL-Intensität der Nanodraht-LED über die Messzeit bei einer angelegten Rechteckspannung mit einer Frequenz von 1,1 GHz. Die Messung unter AC-Anregung erhaltenen Messergebnisse werden vertieft in der zugehörigen Veröffentlichung diskutiert [75], so dass die hier gezeigte im Vergleich zur Veröffentlichung etwas modifizierte Abbildung lediglich zur Demonstration des Modulationsverhaltens diskutiert wird.

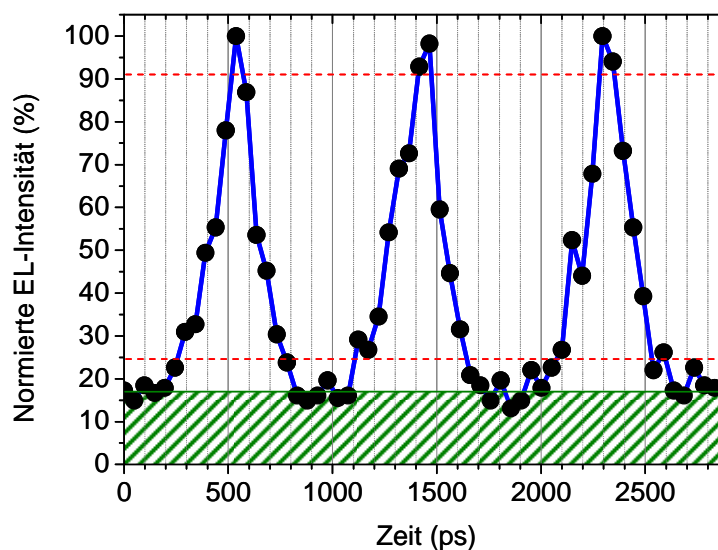


Abbildung 4.12: Normierte über die Zeit aufgetragene EL-Intensität der Nanodraht-LED (TE248, Typ B) bei Anregung mit einer Rechteckspannung in Höhe von 6 V mit einer Pulsbreite von 500 ps und einer Frequenz von 1,1 GHz und einem DC-Untergrund von 8 V. Die Werte entsprechen der integralen EL-Intensität im spektralen Bereich von 400 - 420 nm und sind lokal mittels eines 100x-Mikroskopobjektivs gemessen. Der gestrichelte Bereich von 0 bis ca. 17% markiert den zeitlichen Untergrund des EL-Signals. Die roten gestrichelten Linien markieren 10% und 90% der Peak-Intensität abzüglich des DC-Untergrundsignals. [207]

Bei dem Experiment ist an die LED eine DC-Spannung von 8 V angelegt worden, welche mit einer Rechteckspannung in Höhe von 6 V überlagert worden ist. Aufgrund der hohen Schwellspannung der LED ist somit gewährleistet, dass der Spannungsbereich zwischen 8 V und 14 V sich ausschließlich im Betriebsbereich der LED befindet. Eine kleine Änderung der Spannung bewirkt hier eine starke Änderung des eingepprägten Stroms und somit der EL-Intensität, so dass die LED in diesem Spannungsbereich mit maximaler Geschwindigkeit modulierbar ist.

Wie der Abbildung 4.12 entnommen werden kann, lässt sich die Intensität der LED-Emission bei Anlegen einer Frequenz von 1,1 GHz über einen weiten Bereich von hier ca. 17 – 100 % variieren. Das Untergrundsignal bei ca. 17 % ist auf die DC-Spannung zurückzuführen. Es sei angemerkt, dass das EL-Signal einer ebenfalls angelegten Frequenz in Höhe von 1,3 GHz nur vermindert folgen konnte. Somit entspricht die im Rahmen des Experiments angelegte Frequenz von 1,1 GHz dem maximalen Wert. Für *c-plane* Schicht-LEDs werden maximale Modulationsfrequenzen im MHz-Bereich, wie 120 MHz [203] 330 MHz [208] oder 463 MHz [209] berichtet. Mit 1,1 GHz kann die Modulationsfrequenz der hier untersuchten unpolaren Nanodraht-LED gegenüber polarisierten Strukturen somit um einen Faktor von ca. 2 erhöht werden.

Wird für die digitalen Werte von „1“ für „An“ und „0“ für „Aus“ eine jeweilige EL-Intensität von 90% und 10% der Peak-Intensität abzüglich des DC-Anteils angenommen, so lässt sich die LED in einer Zeit von  $210 \pm 10$  ps ein- und ausschalten. Auch wenn diese Zeiten sehr kurz sind, so sind diese Zeiten noch um einen Faktor 10 höher als die bei Raumtemperatur gemessene Ladungsträgerlebensdauer im MQW in Höhe von 20 ps (siehe Abbildung 4.8). Gemäß den Untersuchungen von Co-Autoren in [75] ergibt die geometrisch verursachte Kapazität der Nanodraht-LED (Kontaktflächen und SOG-Dicke) in Kombination mit dem  $50\ \Omega$ -Innenwiderstand des Spannungsgenerators eine RC-Zeitkonstante von  $\tau = 124$  ps. Darüber hinaus wird die Dynamik einer LED ebenfalls durch die Kapazität des internen *pn*-Übergangs sowie durch dessen seriellen Widerstand bestimmt [210], [211]. Auf Basis einer Diodenkennlinie und diverser Berechnungen wird für die Nanodraht-LED ein Serienwiderstand von  $450\ \Omega$  angegeben. Die Kapazität des *pn*-Übergangs von angenommen 50 kontaktierten Nanodrahtstrukturen wird auf insgesamt 0,41 pF geschätzt, so dass sich hieraus eine Zeitkonstante von  $\tau_{pn} = 185$  ps ergibt [75]. Dieser Wert ähnelt der gemessenen An/Aus-Zeit der Nanodraht-LED in Höhe von 210 ps.

## 5 Optische und photoelektrische Analyse von axial pn-dotierten GaAs-Nanodrähten

Eine photovoltaische Diode basierend auf Nanodrähten kann prinzipiell über zwei verschiedene technologische Ansätze realisiert werden. So kann die notwendige *pn*- oder *pin*-Heterostruktur entweder axial entlang der Nanodrahtlänge oder in radialer Richtung als *core-shell*-Struktur gewachsen werden [27], [40]. Beispiele für Nanodraht-Solarzellen auf Basis des radialen Ansatzes sind in [48] für Si-basierte und in [58] für GaAs-basierte Strukturen zu finden. Der Ansatz einer axialen *pin*-Dotierung wird bspw. in [47] für Si-Nanodrähte oder in [62] für InGaAs-Nanodrähte verwendet. Für GaAs-basierte Nanodraht-Solarzellen werden dabei Effizienzen von bis zu 7,58 % für einen axialen *pin*-Übergang [212] und 9 % für einen axialen *pn*-Übergang [66] unter AM 1,5G-Bedingungen erreicht. AM 1,5 G repräsentiert in Mitteleuropa bei einer Luftmasse von AM = 1,5 (*Air mass*) eine Strahlungsleistung der Sonne von  $0,1 \text{ Wcm}^{-2}$ . Die technischen Spezifikationen heutiger Solar-Zellen beziehen sich in der Regel auf diese Definition. Für radiale GaAs-basierte Nanodrahtstrukturen werden bspw. Effizienzen in Höhe von 4,7 % [65] und 6,63 % [64] unter AM 1,5 G-Bedingungen erreicht.

In diesem Kapitel werden einzeln kontaktierte GaAs-Nanodrähte mit axial verlaufendem *pn*, *np*- und *nip*-Dotierstoff-Übergang mit Hinblick auf photovoltaische Anwendungen untersucht. Zunächst wird der strukturelle Aufbau der Nanodrähte und deren Herstellung erläutert. Die Herstellung und Kontaktierung der Nanodrähte ist im Fachbereich „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ unter Prof. Dr. F.-J. Tegude an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt worden. Anschließend wird über zeitintegrierte orts aufgelöste PL-Messungen eine Messmethode demonstriert, welche einen Einblick in das axiale Dotierstoffprofil ermöglicht und ebenfalls ausführlich im Rahmen einer Dissertation von A. Lysov beschrieben wird [213]. Mit dem beschriebenen Verfahren wird der örtliche Dotierstoff im Nanodraht (*p* bzw. *n*) und dessen Konzentration qualitativ für weitere Untersuchungen erfasst. Dies ist insbesondere aufgrund des inhomogenen Einbaus von Dotierstoffatomen während des VLS (*Vapor liquid solid*)-Wachstums interessant [213]. Auch der Dotierstoffübergang ist mit dieser Methode lokalisierbar und kann entsprechend analysiert werden.

Die elektrischen und photovoltaischen Eigenschaften eines einzelnen kontaktierten *pn*-dotierten GaAs-Nanodrahtes werden anhand orts aufgelöster photoelektrischer Experimente diskutiert. Dabei wird der Dotierstoffübergang anhand einer orts aufgelösten Belichtung des Nanodrahtes mit einem fokussierten Laser und Messung des generierten Photostroms lokalisiert. Daran anschließend werden die photovoltaischen Charakteristika und Kenngrößen eines axial *pn*-dotierten GaAs-

Nanodrahtes durch  $I$ - $U$ -Kennlinienmessungen mit unterschiedlicher Lichtintensität weitergehend untersucht.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird über zeitaufgelöste PL-Messungen die Dynamik der optisch erzeugten Ladungsträger sowie Rekombinationsmechanismen innerhalb der Nanodrähte diskutiert. Mittels der orts aufgelösten PL-Spektren können die Messungen in direkten Zusammenhang zur örtlichen Dotierung gesetzt werden. Auf Basis simulierter elektronischer Bandstrukturen eines einzelnen GaAs-Nanodrahtes in Abhängigkeit der Dotierung und der Berücksichtigung von Oberflächeneffekten, wird deren dominierender Einfluss auf die optischen Eigenschaften anhand eines theoretischen Modells erklärt. Teile der in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente sowie deren Interpretation und theoretische Erklärung mit Bezug zur Dotierung sind in [68] publiziert.

## 5.1 Herstellung und struktureller Aufbau

Die in dieser Arbeit optisch untersuchten GaAs-Nanodrähte sind mittels des VLS-Verfahrens [214] in einer MOVPE-Anlage gewachsen worden. Hierbei dient ein Au-Keim als Katalysator für das Nanodraht-Wachstum, welcher zuvor durch einen 5-minütigen Ausheilschritt bei 600 °C aus einer 2,5 nm dicken Au-Schicht gewonnen wird. Bei einem Druck von 50 mbar werden die Nanodrähte schließlich bei einer Temperatur von 400 °C und einem V/III-Verhältnis von 2,5 auf einem (111)B GaAs-Substrat gewachsen. Vor dem Hinzufügen eines Dotierstoffs wird das Wachstum bei einer Temperatur von 450 °C gestartet, so dass die Nukleation verbessert wird und der Durchmesser des Nanodrahtes entlang der Wachstumsrichtung konstant bleibt. Anschließend wird Diethyl Zink (DEZn) und Tetraethyl Zinn (TESn) als Dotierstoff für die gewünschte  $p$ - und  $n$ -Dotierung hinzugegeben. Exemplarisch ist ein Ausschnitt eines gewachsenen Feldes aus  $np$ -dotierten Nanodrähten in der folgenden Abbildung 5.1 zu sehen.

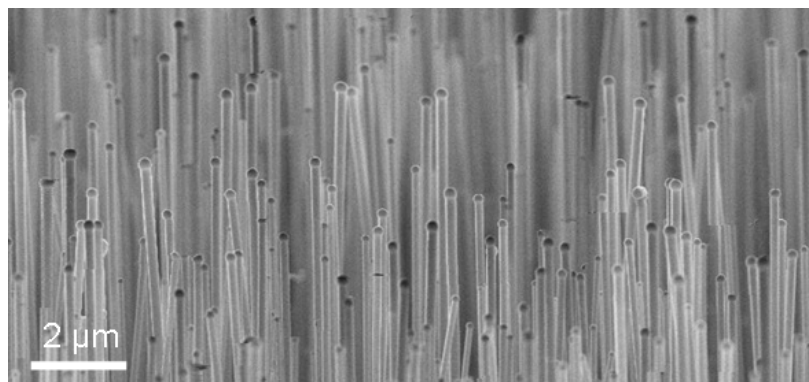


Abbildung 5.1: REM-Aufnahme eines Ausschnitts aus einem Feld von  $np$ -dotierten Nanodrähten, welche senkrecht auf dem Wachstumssubstrat stehen. [215]

In der Abbildung sind gut die dicht beieinander stehenden Nanodrähte zu sehen, welche bedingt durch das Wachstum noch den Au-Partikel an der Nanodrahtspitze aufweisen und sich in der Länge und im Durchmesser leicht unterscheiden. Im Mittel besitzen die im Rahmen dieser Arbeit charakterisierten Nanodrähte eine Länge von ca. 20 – 30  $\mu\text{m}$  und einen Durchmesser von ca. 140 – 270 nm. Für weitere Einzelheiten hinsichtlich der technologischen Herstellung der Nanodrähte sei an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen [216], [217], [218].

Bezüglich der kristallinen Eigenschaften hat *I. Regolin et al.* in [216] anhand von Messungen mit einem hochauflösenden Transmissions-Elektronen-Mikroskop (TEM) nachgewiesen, dass die mit den beschriebenen Wachstumsparametern hergestellten Nanodrähte sowohl im *p*-dotierten als auch im *n*-dotierten Bereich eine ZB-Kristallorientierung aufweisen und in  $\langle 111 \rangle$ -Richtung gewachsen sind. Die mittlere Dotierstoffkonzentration *p*- und *n*-dotierter Regionen ist von *C. Gutsche et al.* mittels elektrischen Leitfähigkeitsmessungen an dotierten GaAs-Nanodrähten abgeschätzt worden, welche unter vergleichbaren Wachstumsbedingungen gewachsen wurden. Dabei konnten mittlere Konzentrationen von  $p = 1,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  im *p*-dotierten [217] und  $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  im *n*-dotierten [218] Gebiet ermittelt werden.

Zur systematischen Untersuchung der optischen Eigenschaften dotierter GaAs-Nanodrähte sind für diese Arbeit Nanodrähte mit unterschiedlichen Dotierungsprofilen hergestellt und zur optischen Untersuchung mechanisch mit Hilfe eines Skalpell in einer Dispersion vom Wachstumssubstrat entfernt und auf ein anderes Substrat, in der Regel Si oder  $\text{SiO}_2$ , transferiert worden. Zur Veranschaulichung sind in der folgenden Abbildung 5.2 die untersuchten unterschiedlich dotierten Nanodrähte und ein zur optischen Analyse auf ein anderes Substrat transferierter Draht schematisch dargestellt.

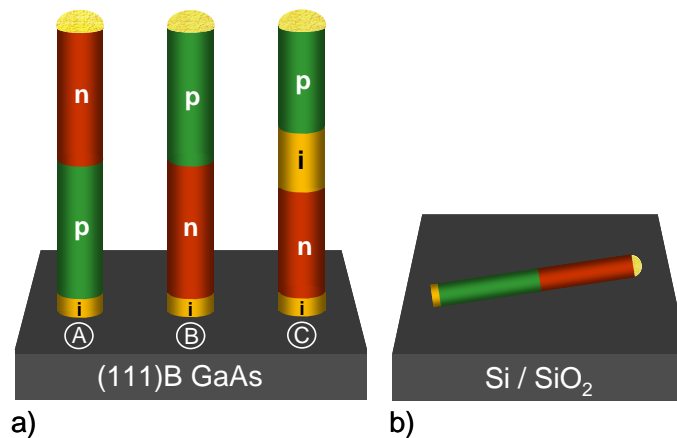


Abbildung 5.2: a) Schematische Darstellung der untersuchten GaAs-Nanodrähte (Probe A, B, C) mit Einzeichnung der nominell gewachsenen *p*- und *n*-dotierten sowie nominell undotierten Bereiche (i). b) Zur optischen Untersuchung auf ein anderes Substrat transferierter Nanodraht.

In der Abbildung 5.2a ist zu sehen, dass die gewachsenen *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähte sequentiell vertauschte Dotierungen aufweisen. So weist Probe A (M4177)



am Nanodraht-Fuß direkt nach einem nominell undotierten Bereich (im Bild mit „i“ bezeichnet), einen  $p$ -dotierten und anschließend einen  $n$ -dotierten Bereich auf, während Probe B (M4178) zuerst  $n$ - und anschließend  $p$ -dotiert ist. Der Vergleich zwischen  $pn$ -dotierter (Probe A) und  $np$ -dotierter (Probe B) GaAs-Nanodrähte ermöglicht eine Berücksichtigung wachstumsbedingter Effekte auf das axiale Dotierstoffprofil. Für photovoltaische Anwendungen versprechen Nanodrähte, welche zwischen den dotierten Bereichen eine nominell undotierte Zone aufweisen, jedoch höhere Effizienzen. Dies liegt in der hierbei ausgedehnten Raumladungszone und der daraus resultierenden effektiveren Ladungsträgertrennung begründet. Daher werden in dieser Arbeit ebenfalls Messungen an  $nip$ -dotierten GaAs-Nanodrähten (Probe C, M4179) diskutiert, welche zwischen dem  $n$ - und  $p$ -dotierten Bereich ohne Dotierstoffzugabe gewachsen sind und somit nominell einen mittleren undotierten Bereich von ca. 5  $\mu\text{m}$  Länge aufweisen.

## 5.2 Ortsaufgelöste Photolumineszenz

Ein wichtiger Faktor bei der Untersuchung optischer Eigenschaften von dotierten GaAs-Nanodrähten ist ein Zusammenhang zur örtlichen Dotierung. In [219] wird für analog hergestellte Nanodrähte beschrieben, wie mittels ortsaufgelöster PL-Spektroskopie die örtliche Dotierung qualitativ erfasst und lokalisiert werden kann. Dabei wird ausgenutzt, dass die Emissionswellenlänge der PL-Spektren und deren spektrale Form von der örtlichen Dotierung abhängen. Auch die lokale Dotierung der in dieser Arbeit untersuchten  $pn$ -,  $np$ - und  $nip$ -dotierten Nanodrähte wird mit der beschriebenen Methode erfasst, so dass die zeitaufgelöste PL bzw. die gemessenen Zerfallskurven direkt der örtlichen Dotierung zugeordnet und in späteren Analysen mit dieser in Verbindung gebracht werden können.

### 5.2.1 Optische Detektion des Dotierstofftyps und $pn$ -Übergangs

Im Folgenden wird das axiale Dotierstoffprofil  $pn$ - bzw.  $np$ -dotierter GaAs-Nanodrähte (Probe A und B) dargestellt und diskutiert. In der nachstehenden Abbildung 5.3 sind dazu PL-Spektren zu sehen, welche jeweils entlang eines einzelnen GaAs-Nanodrahtes der Probe A und B bei einer Umgebungstemperatur von 7 K erhalten werden. Die in axialer Richtung auftretende Variation der Spektren ist repräsentativ für eine Vielzahl untersuchter Nanodrähte. In den gezeigten Messungen sind die Nanodrähte mit einem stark fokussierten Laserstrahl ( $d_{\text{spot}} < 1 \mu\text{m}$ ) in definierten Verfahrensschritten von 3  $\mu\text{m}$  (Probe A) und 2,5  $\mu\text{m}$  (Probe B) bei konstanter Anregungswellenlänge (400 nm) und Anregungsleistung ( $1,2 \text{ kWcm}^{-2}$ ) abgerastert und das PL-Spektrum ortsaufgelöst gemessen worden.

Aus Übersichtsgründen sind einige der gemessenen Spektren mit einem Faktor zwischen 2 und 220 multipliziert. Die an den jeweiligen Spektren eingetragenen

Multiplikationsfaktoren weisen somit auf eine ausgeprägte Abhängigkeit der PL-Intensität vom jeweiligen Ort hin, welche im später folgenden Kapitel 5.4.1 erneut aufgegriffen und im Detail diskutiert wird.

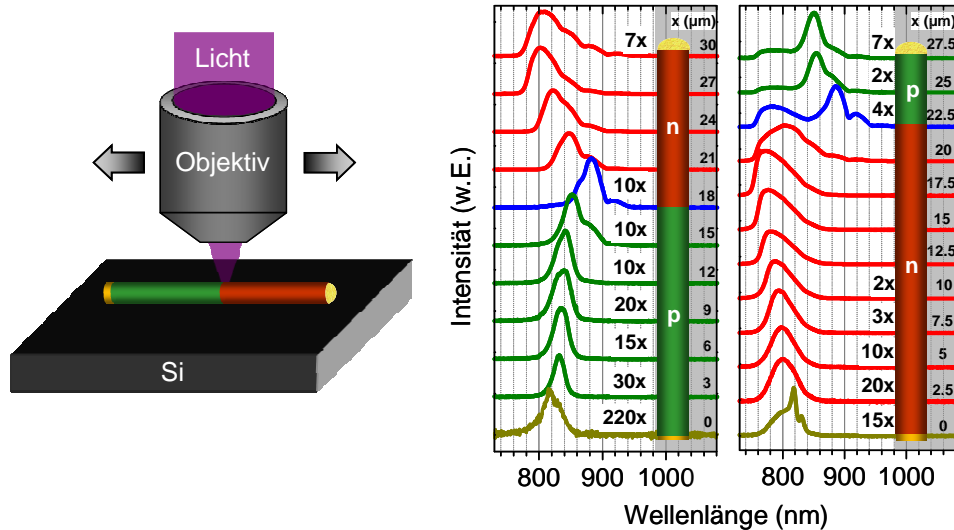


Abbildung 5.3: Schematische Skizze zur optischen Abrasterung der einzelnen Nanodrähte mit Hilfe eines Objektivs (50x, NA = 0,6). Zeitintegrierte PL-Spektren, orts aufgelöst detektiert entlang eines einzelnen Nanodrahtes der untersuchten Probe A und Probe B bei einer Umgebungstemperatur von 7 K. Einige der Spektren sind mit einem Faktor zwischen 2 und 220 multipliziert worden. [68]

Wie in der Abbildung 5.3 zu sehen ist, variieren die PL-Spektren entlang der Nanodrahtlänge in ausgeprägter Form und belegen somit die starke Abhängigkeit der PL vom Ort bzw. von der örtlichen Dotierung. Zur Orientierung sind in der Abbildung schematisch Nanodrähte mit Kennzeichnung der örtlich vorhandenen Dotierart eingezeichnet, welche über die hier verwendeten Farben für den Dotierstoff mit den Spektren korrelieren. Die eingezeichnete Dotierart *p* bzw. *n* ergibt sich durch die Auswertung der Spektren, welche im Folgenden detailliert beschrieben werden soll.

Das PL-Spektrum, welches jeweils am Fuß des Nanodrahtes bei  $x = 0 \mu\text{m}$  gemessen wird, weist eine Peak-Emission bei ca. 818 nm ( $\approx 1,517 \text{ eV}$ ) auf. Diese Wellenlänge stimmt energetisch in guter Näherung mit der Bandlückenenergie ( $E_g = 1,519 \text{ eV}$ ) von ZB-GaAs bei einer Temperatur von 0 K überein [91]. Somit kann diese spektral schmale Emission auf die Rekombination freier Exzitonen zurückgeführt werden. In [68] wird diese Rekombination einer Emission mit nahezu gleicher Energie bei 1,516 eV zugeordnet. Neben etwaigen kristallinen Defekten wird die spektrale Verbreiterung des Spektrums am Fuß des Nanodrahtes bei beiden Proben A und B durch Rekombination von Ladungsträgern in der anschließend dotierten Zone verursacht. Diese werden durch den Laserspot und Diffusionsprozesse ebenfalls optisch angeregt und detektiert. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Länge des nominell undotierten Fußes bedingt durch die kurze Wachstumszeit mit in der Regel 1 – 2  $\mu\text{m}$  recht kurz ist. Die mechanische Trennung der Nanodrähte vom Wachstumssubstrat mit

Hilfe eines Skalpells ist ein Prozess mit relativ grober und undefinierter Genauigkeit. Somit kann dieser nominell undotierte Bereich an individuellen Nanodrähten noch kürzer oder nahezu komplett vom Nanodraht entfernt worden sein, so dass eine intrinsische Peak-Emission am Fuß gegenüber dem Anteil des angrenzenden dotierten Gebietes zumeist klein ist oder auch nicht vorhanden sein kann.

Die Emissionswellenlänge in der  $p$ -dotierten Region der Probe A bei ca. 835 nm wird primär durch Rekombination über in der Bandlücke vorhandene Akzeptor-Zustände hervorgerufen. Bei einer Dotierung mit Zink (Zn) und einer Temperatur von 5 K sind diese ca. 31 meV oberhalb der Valenzband-Kante lokalisiert [220]. Bei einer Bandlücke von 1,519 eV entspricht die Rekombinationsenergie über diesen Zustand ca. 1,485 eV. Umgerechnet entspricht dies einer emittierten Wellenlänge von ebenfalls ca. 835 nm, so dass die detektierte PL dem  $p$ -Dotierstoff Zn zugeordnet werden kann. Die in Wachstumsrichtung auftretende Wellenlängenverschiebung in der  $p$ -dotierten Zone in Probe A auf hier ca. 850 nm ist tendentiell ebenfalls in [219] beobachtet worden. Ursache hierfür ist eine in Richtung der Nanodrahtspitze steigende Dotierstoffkonzentration, welche in vorherigen Untersuchungen anhand von Leitfähigkeitsmessungen bereits für  $p$ - und  $n$ -dotierte GaAs-Nanodrähte nachgewiesen worden ist [217], [218]. Hauptsächlich wird dieser Anstieg auf einen beim VLS-Wachstum auftretenden Verzögerungseffekt zurückgeführt [213]. Hierbei wird der Au-Keim während der Wachstumszeit immer stärker mit Atomen des umgebenden Gases bis zu einer Sättigung angereichert. Im Falle der Zugabe eines Dotierstoffes während des Wachstums wird das in den Nanodraht auskristallisierende GaAs dabei einen steigenden Anteil des Dotierstoffes beinhalten und somit dessen Konzentration bis zu einem bestimmten Sättigungsgrad nach einer bestimmten Länge zunehmen [213]. Im  $p$ -dotierten Bereich führt der erhöhte Einbau von Zn-Atomen zu einer Ausbildung von Minibändern in der Bandlücke. Diese ermöglichen die Rekombination von Ladungsträgern mit geringerer Energie, so dass in Wachstumsrichtung aufgrund der steigenden Dotierstoffkonzentration Photonen mit längerer bzw. rot-verschobener Wellenlänge emittiert werden.

Im Bereich des Dotierstoffübergangs kommt es aufgrund des Verzögerungseffekts und dem sog. *Memory-Effekt* [59], [221] oder *Reservoir-Effekt* [222] zu einem simultanen Einbau von Zn- und Zinn (Sn)-Dotierstoff-Atomen. Im Rahmen des *Memory-Effekts* kristallisiert das mit dem bisherigen Dotierstoff angereicherte Halbleitermaterial noch aus dem damit gesättigten Au-Keim in den Nanodraht aus, obwohl der Dotierstoff nominell nicht mehr durch die Umgebung zugeführt wird [213]. Gleichzeitig wird entsprechend dem Verzögerungseffekt eine steigende Konzentration des im Wachstumsprozess nun folgend zugeführten Dotierstoffs im Nanodraht verursacht. Für weitere Erläuterungen zu diesen Wachstumseffekten sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [213]. Aufgrund des simultanen Einbaus von Sn- und Zn-Atomen im Bereich des Übergangs kommt es zu tunnelverursachter Rekombination über Donator- und Akzeptor-Zustände [219]. Die mit dieser Rekombination verbundene verringerte Energie äußert sich in den gemessenen PL-Spektren aus Abbildung 5.3

sowohl bei der Probe A als auch der Probe B anhand einer sehr langwelligen Emission mit einem Maximum bei ca. 880 nm.

Die Wellenlänge des PL-Maximums in den  $n$ -dotierten Regionen der Nanodrähte variiert zwischen 820 und 770 nm und weist in Richtung der Nanodrahtspitze sowohl bei Probe A als auch bei Probe B eine Verschiebung zu höheren Energien bzw. eine spektrale Blau-Verschiebung auf. Diese hohen Emissionsenergien oberhalb der Bandlückenenergie von GaAs weisen auf einen Bandauffüllungseffekt hin, welcher mit steigend erhöhter Dotierstoffkonzentration verstärkt auftritt.

### 5.2.2 Qualitative Abschätzung der $n$ -Dotierstoffkonzentration

Im vorherigen Abschnitt haben die Messungen eine variierende Dotierstoffkonzentration sowohl im  $p$ -dotierten als auch  $n$ -dotierten Bereich der Nanodrähte aufgezeigt. Im Folgenden soll der Verlauf der Dotierstoffkonzentration in den  $n$ -dotierten Gebieten qualitativ abgeschätzt und diskutiert werden. In der Abbildung 5.4 sind mittels der Simulationssoftware *SimWindows* [116], [223] simulierte Bändermodelle für  $n$ -dotiertes GaAs und unterschiedliche Dotierstoffkonzentrationen zu sehen. Eingezeichnet sind hier die energetische Lage des Leitungsbandes ( $E_{LB}$ ), des Valenzbandes ( $E_{VB}$ ) und der Fermi-Energie ( $E_F$ ).

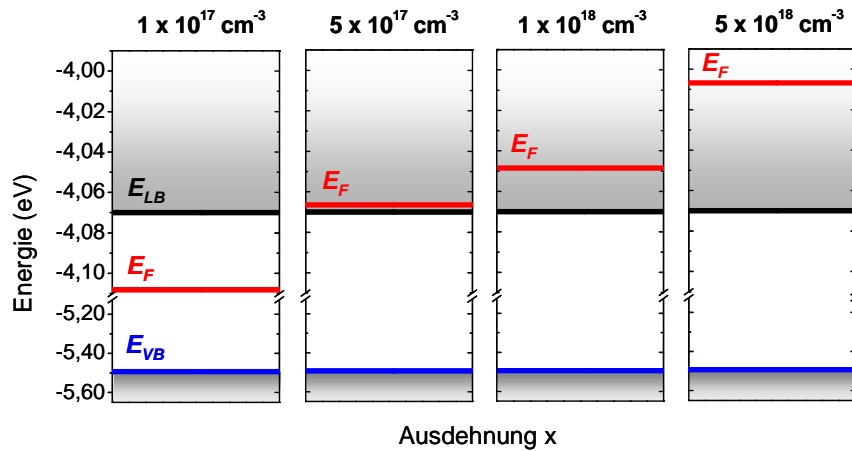


Abbildung 5.4: Mittels *SimWindows* simulierte Bandstruktur von  $n$ -dotiertem GaAs für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen von  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (links) bis  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (rechts) bei 300 K. Eingezeichnet ist die Leitungsbandunterkante  $E_{LB}$ , die Valenzbandoberkante  $E_{VB}$  und die Fermi-Energie  $E_F$ .

Es sei darauf hingewiesen, dass die Simulation für Raumtemperatur gilt, so dass die absoluten Energien nicht auf die PL-Messungen bei 7 K übertragbar sind. Eine Simulation bei Tieftemperatur ist mit der verwendeten Software leider nicht möglich. Dennoch verdeutlicht die Abbildung 5.4 das Prinzip, wie das Fermi-Niveau bei GaAs bereits ab kleinen Dotierstoffkonzentrationen (hier bei Raumtemperatur  $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) energetisch oberhalb der Leitungsbandkante lokalisiert ist und mit

zunehmender Dotierstoffkonzentration weiter ansteigt. Die nominelle mittlere Dotierstoffkonzentration von  $n \approx 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  im  $n$ -dotierten Bereich der Nanodrähte [218] und insbesondere die kurzen Wellenlängen ( $< 800 \text{ nm}$ ) bzw. die hohen PL-Energien ( $> 1,551 \text{ eV}$ ) entlang der  $n$ -dotierten Gebiete (insbesondere bei Probe B) unterstützen den Ansatz, dass das Fermi-Niveau in diesen Gebieten überwiegend oberhalb der Leitungsbandkante lokalisiert ist. So können Ladungsträger im Leitungsband bei Auffüllung der Zustände bis zur Fermi-Energie aus energetisch höheren Niveaus rekombinieren, so dass die Energie der emittierten Photonen zunimmt. Nach dem Ansatz reflektiert die in Wachstumsrichtung auftretende Blau-Verschiebung der PL von ca.  $800 \text{ nm}$  auf  $770 \text{ nm}$  zwischen den Positionen  $2,5 \mu\text{m}$  und  $17,5 \mu\text{m}$  eine Verschiebung der Fermi-Energie zu höheren Energien, welche sich wiederum durch einen kontinuierlichen Anstieg der Dotierstoffkonzentration mit der Wachstumszeit ergibt.

Wird im Bereich der Probe A oder Probe B, wo  $E_F > E_{LB}$  gilt, eine lückenlose Auffüllung der Zustände unterhalb der Fermi-Energie nach dem Pauli-Prinzip angenommen, so lässt sich der Abstand der Fermi-Energie zur Leitungsbandunterkante für Tieftemperatur qualitativ abschätzen. Dazu kann in erster Näherung die folgende eigentlich für monovalentes Metall bei  $T = 0 \text{ K}$  hergeleitete Formel (5.1) herangezogen werden [224].

$$E_F = \left(3n\pi^2\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_e^*}, \quad m_e^* = 0,0662 \cdot m_0 \quad (5.1)$$

- mit  $n$  Ladungsträgerkonzentration der Elektronen  
 $m_e^*$  Effektive Elektronenmasse von GaAs bei  $1,6 \text{ K}$  [91]  
 $m_0$  Ruhemasse des Elektrons  $= 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

Die dotierstoffabhängige Energie der emittierten Photonen  $E_{ph}$  entspräche dabei der Addition aus der jeweiligen Fermi-Energie  $E_F$  und der Energie der direkten Bandlücke  $E_g$  von GaAs bei Tieftemperatur, so dass sich die Dotierstoffkonzentration im  $n$ -dotierten Bereich für  $E_F > E_{LB}$  nach folgendem Zusammenhang abschätzen lässt.

$$n = \frac{\left(\frac{2m_e^* \cdot (E_{ph} - E_g)}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^2} \quad (5.2)$$

In der folgenden Abbildung 5.5 ist die mittels der Gleichung (5.2) berechnete lokale Dotierstoffkonzentration für den  $n$ -dotierten Bereich der Probe B für verschiedene

Positionen entlang des Nanodrahtes aufgetragen über den Ort. Zusätzlich ist die zugehörige lokal detektierte PL-Wellenlänge aus Abbildung 5.3 eingetragen. Dabei werden die bei den Positionen  $0\ \mu\text{m}$  und  $20\ \mu\text{m}$  erhaltenen Spektren nicht berücksichtigt, weil die jeweiligen Emissionen durch den nominell undotierten Fuß bzw. den Dotierstoffübergang beeinflusst sind.

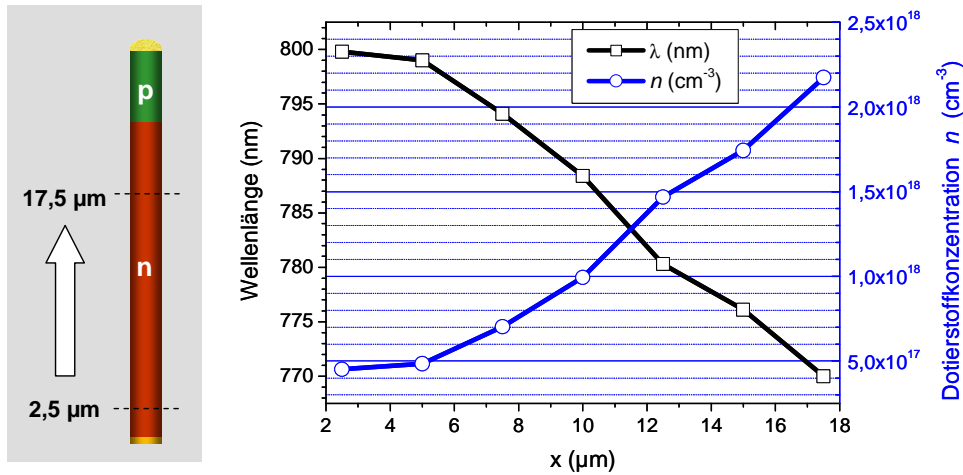


Abbildung 5.5: Aus der Abbildung 5.3 extrahierte Wellenlänge der maximalen PL-Intensität im n-dotierten Bereich der Probe B bei 7 K, aufgetragen über den Ort. Mittels der Gleichung (5.2) errechnete Dotierstoffkonzentration  $n$  am jeweiligen Ort der Probe B.

Wie der Abbildung 5.5 entnommen werden kann, ist die zwischen den Positionen  $2,5\ \mu\text{m}$  und  $17,5\ \mu\text{m}$  detektierte Wellenlängenverschiebung von ca. 800 nm auf 770 nm nach dem Modell in Gleichung (5.2) mit einem signifikanten Anstieg der Dotierstoffkonzentration  $n$  verbunden. Dabei steigt die errechnete Konzentration über eine Länge von insgesamt  $15\ \mu\text{m}$  von  $n \approx 4,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (bei  $2,5\ \mu\text{m}$ ) auf  $n \approx 2,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (bei  $17,5\ \mu\text{m}$ ) an. Demnach wäre die nominelle mittlere Dotierstoffkonzentration von  $n \approx 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  nach einer Länge von ca  $10\ \mu\text{m}$  erreicht. Dies entspricht hier der halben Länge der n-dotierten Region. Die mittels der Abschätzung erhaltenen Werte für die örtliche Dotierstoffkonzentration passen somit recht gut zu Leitfähigkeitsuntersuchungen, mit welchen für vergleichbare Nanodrähte die mittlere Dotierstoffkonzentration experimentell ermittelt wurde [218]. Nach Gleichung (5.2) wird die PL-Wellenlänge von ca. 788 nm im Bereich der nominellen mittleren Dotierstoffkonzentration gemessen.

Die Auftragung in Abbildung 5.5 zeigt ebenfalls, dass während des Wachstums trotz konstanter Dotierstoffzuführung über das umgebende Gas der Verzögerungseffekt die Dotierstoffkonzentration über eine Wachstumslänge von  $15\ \mu\text{m}$  auf knapp das 5-fache der anfänglichen Dotierstoffkonzentration bei ca  $2,5\ \mu\text{m}$  ansteigen lassen kann. Dabei weist der Anstieg auch nach  $15\ \mu\text{m}$  keine Sättigung auf, so dass für längere Wachstumszeiten eine noch stärkere Anreicherung des Au-Keims mit dem Dotierstoff und somit noch höhere Dotierstoffkonzentrationen im Nanodraht zu erwarten sind.

Auch wenn die simple eigentlich für Metalle geltende Abschätzung über Gleichung (5.1) nur bedingt auf den GaAs-Halbleiter-Nanodraht übertragbar ist und auch der Effekt der *Bandlücken-Renormalisierung* (Gleichung (1.35)) trotz der hohen Ladungsträgerkonzentration nicht berücksichtigt ist, so spiegeln die theoretisch ermittelten Daten doch recht gut die PL-Messergebnisse wieder.

### 5.2.3 Untersuchung des Dotierstoffprofils im *nip*-GaAs-Nanodraht

Nach der Bestimmung des Dotierstoffprofils innerhalb der *pn*- und *np*-dotierten GaAs-Nanodrähte (Probe A und B), soll nun im Folgenden mit derselben Methode die örtliche Dotierung des nominell *nip*-dotierten GaAs-Nanodrahtes (Probe C) analysiert werden. Dieser ist mit einer nominell undotierten Zone zwischen den dotierten Bereichen strukturell für photovoltaische Zwecke optimiert und somit von besonderem Interesse. In der folgenden Abbildung 5.6 sind PL-Spektren über den Ort aufgetragen, welche bei der optischen Abrasterung entlang eines einzelnen Nanodrahtes der Probe C ebenfalls bei einer Temperatur von 7 K, einer Anregungswellenlänge von 400 nm und einer festen Anregungsleistung von  $1,2 \text{ kWcm}^{-2}$  gemessen worden sind. Auch hier sind analog zur Abbildung 5.3 einige der Spektren zur besseren Ansicht mit einem Faktor zwischen 1,5 und 10 multipliziert. In Folge dessen werden auch hier die lokalen Intensitätsunterschiede deutlich. Auch diese Messung steht repräsentativ für eine Vielzahl untersuchter GaAs-Nanodrähte mit diesem Dotierstoffprofil.

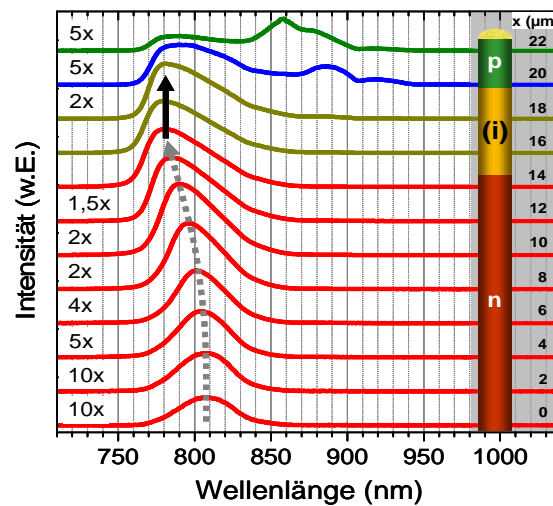


Abbildung 5.6: Bei 7 K gemessene zeitintegrierte PL-Spektren, ortsaufgelöst detektiert entlang eines einzelnen Nanodrahtes (Probe C). Einige Spektren sind mit einem Faktor zwischen 1,5 und 10 multipliziert. Die Pfeile verdeutlichen die spektrale Verschiebung über den Ort.

Im Gegensatz zu den zuvor diskutierten Proben A und B, weist die PL-Emission des *nip*-dotierten Nanodrahtes aus Abbildung 5.6 am Fuß keine intrinsische Peak-Emission bei ca. 818 nm auf. Stattdessen wird ein PL-Spektrum bei einer Wellenlänge von ca. 810 nm gemessen, welches größtenteils durch Rekombination im *n*-dotierten Bereich

hervorgerufen wird, so dass bei dem untersuchten Nanodraht von einem sehr kurzen oder auch vollständig entfernten nominell undotierten Fuß ausgegangen werden kann. Die Blau-Verschiebung des PL-Spektrums in Richtung Nanodrahtspitze von ca. 810 nm bis 780 nm belegt den wachstumsbedingten Anstieg der Dotierstoffkonzentration im *n*-dotierten Bereich. Ab einer vom Fuß aus gemessenen Länge von 14  $\mu\text{m}$  weisen die Spektren keine Wellenlängenverschiebung mehr auf und bleiben bei einer Wellenlänge von ca. 780 nm bis zur Position von 18  $\mu\text{m}$  nahezu konstant. Bei der Position 20  $\mu\text{m}$  setzt eine leichte Rot-Verschiebung der Emission im kurzwelligen Bereich ( $< 850$  nm) ein. Darüber hinaus taucht hier eine zusätzliche Emission bei ca. 880 nm auf. Diese langwellige Emission weist analog zu Probe A und B auf den Dotierstoffübergang hin, bei welchem tunnelverursachte Rekombination über Donator- und Akzeptorzustände stattfindet [219]. Auch die Rot-Verschiebung steht in Einklang zu einem Dotierstoff-Übergang, wobei die langwelligere Emission im folgenden *p*-dotierten Gebiet auf niederenergetischere Rekombination über Akzeptor-Niveaus zurückzuführen ist. Dennoch passt das PL-Spektrum bei Position  $x = 22 \mu\text{m}$  mit ca. 858 nm energetisch noch nicht zur Rekombination über Zn-verursachte Akzeptor-Niveaus [220], bei welcher Licht mit einer Wellenlänge von ca. 835 nm emittiert wird (vergl. Abschnitt 5.2.1). Dies kann dadurch zu erklären sein, dass in diesem Bereich dicht am *np*-Übergang noch keine reine *p*-Dotierung vorhanden ist und immer noch *n*-Dotierstoffe im Kristall das Spektrum beeinflussen. Auch der Au-Keim, welcher vermutlich noch *n*-Dotierstoffe in hoher Dichte beinhaltet mag hier einen Beitrag leisten.

Die PL-Spektren, welche zwischen den Positionen 14  $\mu\text{m}$  und 18  $\mu\text{m}$  mit konstanter Wellenlänge gemessen werden, entsprechen dem Bereich, in welchem der Nanodraht ohne die Zuführung eines Dotierstoffs nominell undotiert gewachsen ist. Die energetisch hohe Wellenlänge des lokal detektierten PL-Signals bei 780 nm deutet jedoch darauf hin, dass über die entsprechende Länge von hier ca. 4  $\mu\text{m}$  noch eine signifikante *n*-Dotierung im Nanodraht vorliegt. Diese Annahme wird durch die anschließende stark rot-verschobene PL-Emission bei ca. 880 nm bestätigt, welche auch bei den Proben A und B eine Rekombination über Donator- und Akzeptor-Niveaus und somit einen *pn*-Dotierstoff-Übergang markiert. Die im nominell undotierten Bereich des Nanodrahtes gemessene *n*-Dotierung ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf den *Memory-Effekt* zurückzuführen. Die Messung belegt dabei, dass der im Au-Keim vorhandene *n*-Dotierstoff trotz ausgeschalteter äußerer Dotierstoffzuführung über eine Länge von mindestens 4  $\mu\text{m}$  noch in großer Konzentration in den Nanodraht auszukristallisieren scheint, so dass auch die Wellenlänge des hier gemessenen PL-Spektrums konstant bei ca. 780 nm verbleibt.

Die spektrale PL-Analyse des *nip*-dotierten Nanodrahtes hat gezeigt, dass aufgrund des *Memory-Effekts* mit dem VLS-Wachstumsverfahren eine axiale *nip*-Dotierung mit scharfen Dotierstoffgrenzen zwischen dotiertem und undotiertem Gebiet nicht ohne weiteres herstellbar ist. So konnten im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen auch Messungen an Referenz-Nanodrähten keine nominell undotierte Zone zwischen *p*-



und  $n$ -dotierten Regionen nachweisen. Dagegen lassen sich durch aktives Zufügen eines zweiten Dotierstoffs  $pn$ - oder  $np$ -Übergänge durchaus mit scharfen Übergängen mit Ausdehnungen von ca.  $0,5\ \mu\text{m}$  realisieren, wie auch eine KPFM (*Kelvin probe force microscopy*) [225] -Untersuchung an einem einzelnen  $pn$ -dotierten Referenz-Nanodraht nachweist [66]. Auch die orts aufgelösten PL-Messungen in Abbildung 5.3 weisen mit der deutlichen Wellenlängenverschiebung im Bereich von nur einigen Mikrometern auf einen scharfen Übergang hin. Mittels der optischen Untersuchungsmethode lässt sich dieser aufgrund der begrenzten Ortsauflösung durch den Laser und Diffusionsprozessen jedoch nicht auflösen.

### 5.3 Elektrische und photoelektrische Charakterisierung

Mit der spektralen Analyse der orts aufgelösten PL-Spektren im Abschnitt 5.2 konnte das axiale  $pn$ - bzw.  $np$ -Dotierstoffprofil der GaAs-Nanodrähte (Probe A und B) nachgewiesen werden. Auch der Dotierstoffübergang ist dabei anhand einer lokal sehr langwelligen PL-Emission im Rahmen der Auflösungsgrenzen lokalisiert worden.

In den folgenden Abschnitten werden die elektrischen und photovoltaischen Eigenschaften der GaAs-Nanodrähte am Beispiel eines einzeln kontaktierten  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrahtes (Probe A) diskutiert. Zunächst werden im Folgenden experimentelle Rahmenparameter mit Bezug zu elektrischen und mechanischen Belastungen erläutert, welche aufgrund der Kontaktierung auf den Nanodraht einwirken können. Daran anschließend werden die Kontakte im Detail beschrieben, bevor in den darauf folgenden Abschnitten die  $I$ - $U$ -Kennlinie des Nanodrahtes und das Ergebnis der orts aufgelösten Photostrommessung diskutiert werden. Abschließend werden auf Basis einer leistungsabhängigen Untersuchung mittels konzentrierter Laserstrahlung photovoltaische Kenngrößen für den  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodraht ermittelt.

#### 5.3.1 Kontakt-Layout für Nanodrähte und experimentelle Anforderungen

Zur Untersuchung der elektrischen oder photovoltaischen Eigenschaften der dotierten Nanodrähte sind diese kontaktiert worden, so dass ein mittels einer Lichtquelle erzeugter Photostrom oder eine Photospannung gemessen werden kann. Zu diesem Zweck werden die Nanodrähte einzeln an ihrem jeweiligen Ende auf der  $p$ - und  $n$ -dotierten Seite kontaktiert und mit einer Spannungsquelle bzw. einem Messgerät zur Strom- und Spannungsmessung verbunden. Dabei ist das Layout und Design der Kontakte, sowie die technologische Prozessierung der Kontaktierung im Fachbereich „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ unter Prof. Dr. F.-J. Tegude an der Universität Duisburg-Essen entwickelt worden.

Aufgrund der hohen Empfindlichkeit der Nanodrähte ergeben sich jedoch bereits bei der notwendigen elektrischen Kontaktierung und bei Injektion oder Erfassung eines elektrischen Stromes oder Spannung besondere Anforderungen an den Messaufbau und

die Durchführung des Experiments. Hier seien zum Einen mechanische Belastungen des Nanodrahtes zu erwähnen, welche beispielsweise bei Erhöhung oder Reduzierung der Umgebungstemperatur aufgrund unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten von Kontaktmaterial und Nanodraht auftreten. Zum Anderen hat sich bei der Untersuchung elektrisch kontaktierter Nanodrähte eine ausgeprägte Empfindlichkeit gegen elektrostatische Entladungen herausgestellt, welche durch die Messapparatur oder den Menschen selbst verursacht werden können. Diese Empfindlichkeit liegt insbesondere in der Geometrie des Nanodrahtes und seinem hochohmigen elektrischen Widerstand in Höhe von einigen  $M\Omega$  begründet.

Im Folgenden wird die Auswirkung dieser Effekte demonstriert, bevor entwickelte Verfahren zum sicheren experimentellen Umgang mit kontaktierten Nanodrähten beschrieben werden. Dabei wird hier insbesondere das Kontakt-Layout beschrieben, während die ausführliche Durchführung des Experiments unter Einhaltung eines entsprechenden ESD-Schutzes im Anhang A.4 aufgeführt ist.

Die folgende Abbildung 5.7 zeigt anhand von zwei Beispielen, wie kontaktierte Nanodrähte durch temperaturbedingten mechanischen und ESD-verursachten elektrischen äußeren Einfluss zerstört werden können. Dabei ist in den Mikroskop-Aufnahmen der Abbildung 5.7 jeweils ein einzelner GaAs-Nanodraht zu sehen, welcher in a) an vier Stellen und in b) an zwei Stellen kontaktiert ist.

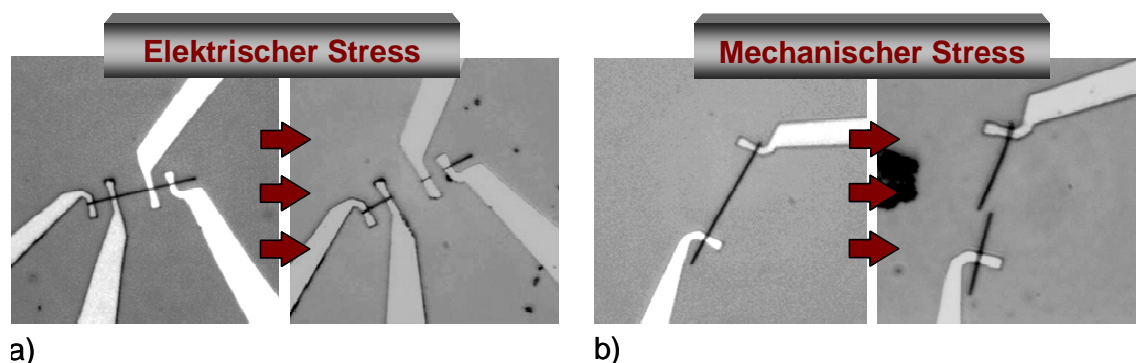


Abbildung 5.7: Mikroskop-Aufnahmen eines an a) 2 Stellen und b) 4 Stellen kontaktierten GaAs-Nanodrahtes. Die jeweils linke Abbildung zeigt den unbeschädigten Nanodraht, während das jeweils rechte Bild den Nanodraht nach einer elektrischen bzw. mechanischen Belastung zeigt.

In der Abbildung 5.7a ist zu sehen, dass durch eine elektrostatische Entladung ein Nanodraht zwischen den Kontakten vollkommen verschwinden kann, während eine mechanische Belastung durch eine temperaturbedingte Ausdehnung des Nanodrahtes in Abbildung 5.7b zu dessen Auftrennung führen kann. Eine auf diese Weise verursachte Trennung tritt häufig auch im wesentlich geringeren Maßstab ohne eine Verbiegung des Drahtes auf, so dass die Trennung lediglich mit der Auflösung eines REMs nachzuweisen ist (siehe Anhang A.3). Insbesondere im Rahmen von Tieftemperatur-Messungen, bei welchen der Nanodraht von Raumtemperatur bis herab auf 7 K gekühlt

wird, stellt die mechanische Belastung ein nicht zu vernachlässigendes Risiko dar. So ist der im Bild gezeigte Nanodraht bei einem solchen Experiment beschädigt worden.

Während sich die mechanische Belastung durch eine langsame Veränderung der Umgebungstemperatur zwar reduzieren aber letztlich kaum vermeiden lässt, kann der Zerstörung des Nanodrahtes aufgrund von ESD durch entsprechende Maßnahmen entgegengewirkt werden. Dabei wird der Nanodraht zur Verhinderung von evtl. auftretenden Potentialunterschieden, welche zu einer elektrostatischen Entladung über den Nanodraht führen können, permanent elektrisch kurzgeschlossen. Der elektrische Kurzschluss erfolgt dabei bereits durch ein entsprechendes Kontaktlayout, welches in der folgenden Abbildung 5.8 am Beispiel von zwei kontaktierten GaAs-Nanodrähten zu sehen ist.

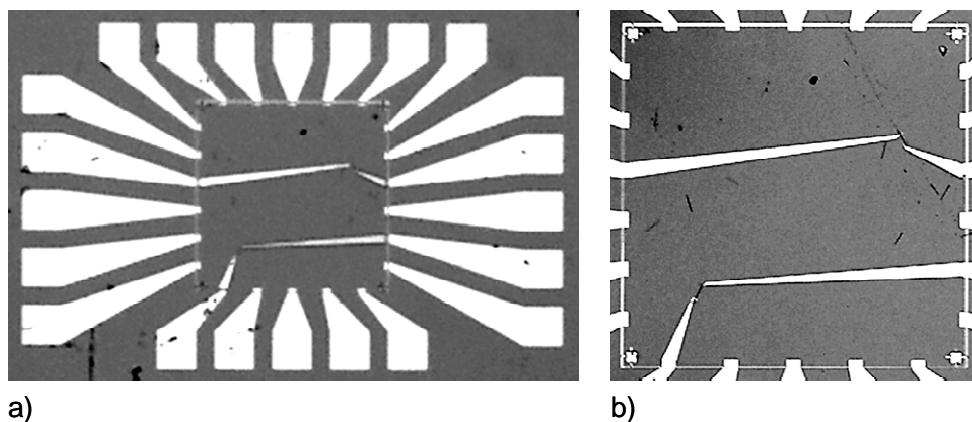


Abbildung 5.8: Mikroskopische Aufnahmen kontaktierter GaAs-Nanodrähte, welche a) das Layout zur Kontaktierung eines einzelnen Nanodrahtes in kompletter Darstellung mit Bond-Pads und b) in einer Zoom-Ansicht zeigen. Technologische Entwicklung und Prozessierung im Fachgebiet „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“.

In der Abbildung 5.8a ist das komplette Layout zu sehen, welches 22 von außen nach innen spitz zulaufende *Bond-Pads* zeigt. Im Feld in der Mitte liegen einzelne Nanodrähte (siehe Abbildung 5.8b), welche über spitz zulaufende Kontaktbahnen kontaktiert werden. Außen ist eine dünne Kontaktbahn zu sehen, welche die *Bond-Pads* miteinander verbindet und somit für einen elektrischen Kurzschluss der kontaktierten Nanodrähte sorgt.

Für die elektrische Untersuchung der Nanodrähte müssen diese über die äußeren *Pads* durch Bonddrähte und angelötete Litzen elektrisch kontaktiert und die Kurzschlussbahn im Kontaktlayout unterbrochen werden. Auf Basis dessen ist ein ESD-Schutz gerechtes experimentelles Verfahren entwickelt worden, welches in Anhang A.4 detailliert beschrieben wird. Unter Einhaltung der dort beschriebenen Maßnahmen konnten im Rahmen dieser Arbeit kontaktierte Nanodrähte nahezu zerstörungsfrei elektrisch untersucht werden.

### 5.3.2 Kontaktstruktur für einzelne *pn*-dotierte GaAs-Nanodrähte

In diesem Abschnitt soll das Kontaktlayout und der technologische Prozess der Kontaktierung näher beschrieben werden. Nach dem Wachstum werden die *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähte auf ein mit Kontaktbahnen strukturiertes elektrisch isolierendes SiO<sub>2</sub>-Substrat transferiert, dessen Layout im vorangegangenen Abschnitt bereits dargestellt worden ist. Mittels Elektronenstrahl-Lithographie werden dabei anschließend die einzelnen Nanodrähte über spitz zulaufende Kontaktbahnen kontaktiert (siehe Mikroskop-Aufnahme in der folgenden Abbildung 5.9).

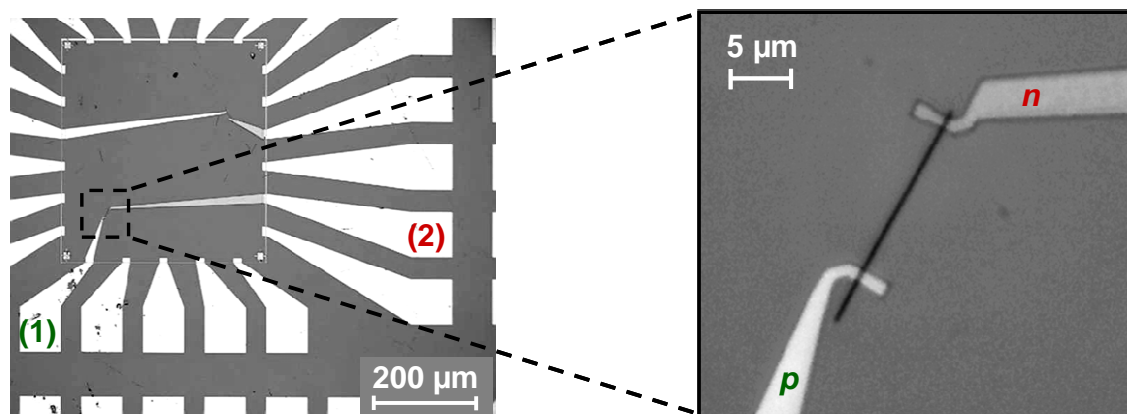


Abbildung 5.9: Mikroskop-Aufnahme und Zoom des kontaktierten und photoelektrisch untersuchten *pn*-dotierten GaAs-Nanodrahtes (Probe A). Die Ziffern (1) und (2) markieren die Pads, auf welche später Bond-Drähte gesetzt worden sind. Im Zoom sind die Kontakte zur Kontaktierung des *p*- und *n*-dotierten Bereich entsprechend beschriftet.

Auf der linken Seite der Abbildung ist hier ein Kontakt-Feld zu sehen, in welchem zwei der darin liegenden Nanodrähte über spitz zulaufende Kontaktbahnen elektrisch kontaktiert sind. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Zoom-Darstellung eines der beiden kontaktierten *pn*-dotierten Nanodrähte (Probe A) zu sehen. Der Draht ist an seinem jeweiligen Ende kontaktiert, so dass eine elektrische Verbindung vom *p*-dotierten Bereich des Nanodrahtes über den Dotierstoffübergang zum *n*-dotierten Bereich hergestellt ist. Der Abstand der Kontakte beträgt bei diesem Layout nominell 13 μm. Der *p*-dotierte Bereich des Nanodrahtes wird über einen im Bild mit *p* markierten Kontakt realisiert, welcher aus einer Folge verschiedener Schichten aus Pt (5 nm), Ti (10 nm), Pt (10 nm) und Au (300 nm) besteht [226]. Die elektrische Kontaktierung der *n*-dotierten Seite des Nanodrahtes *n* wird über eine Schichtfolge aus Pd (5 nm), Ge (170 nm) und Au (80 nm) hergestellt [227]. Beide Kontakte bilden zum Nanodraht nominell eine Verbindung ohm'schen Charakters. Die mit (1) und (2) markierten Kontakt-Pads im linken Bild, welche mit der *p*-dotierten (1) und *n*-dotierten Seite (2) des Drahtes verbunden sind, werden mit Hilfe von Bond-Drähten elektrisch mit am Außenrand der Probe befindlichen Kontakt-Pads verbunden. Über diese können schließlich Anschlusslitzen gelötet werden, über welche die elektrische Untersuchung möglich ist. Die dünne ringförmige Kontaktbahn, deren Funktion bereits im Abschnitt 5.2.1 ausführlich erläutert ist, wird für die Messung an entsprechenden Stellen

mechanisch durch eine Messspitze durchtrennt. Für weitere Details hinsichtlich des Kontaktlayouts bzw. der Prozessierung sei an dieser Stelle auf Veröffentlichungen des Fachgebietes „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ der Universität Duisburg-Essen verwiesen.

### 5.3.3 $I$ - $U$ -Verhalten eines einzelnen $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrahtes

In diesem Abschnitt soll das Diodenverhalten einzelner  $pn$ -dotierter Nanodrähte nachgewiesen und diskutiert werden. Hierzu ist die  $I$ - $U$ -Kennlinie des in Abbildung 5.9 gezeigten kontaktierten GaAs-Nanodraht gemessen worden. Die Spannung ist dafür in kleinen Schritten manuell eingestellt worden, so dass einer Zerstörung des Nanodrahtes durch Spannungsspitzen vorgebeugt wird. Die folgende Abbildung 5.10 zeigt die ohne externe Belichtung und bei Raumtemperatur erhaltene  $I$ - $U$ -Kennlinie des  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrahtes. Zur Veranschaulichung ist der Strom sowohl linear als auch logarithmisch über die angelegte Spannung aufgetragen.

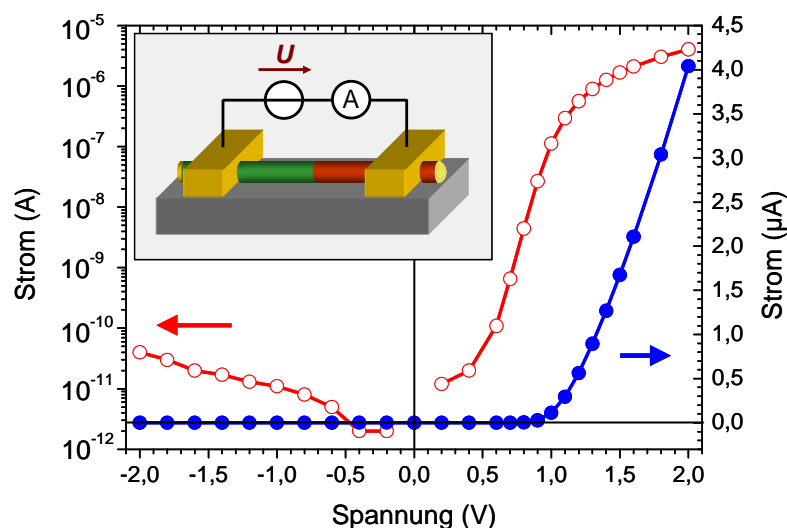


Abbildung 5.10: Bei Raumtemperatur und Dunkelheit gemessene  $I$ - $U$ -Kennlinie eines einzelnen  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrahtes (Probe A). Der Strom ist über die Spannung auf einer linearen und logarithmischen Skala aufgetragen.

Die  $I$ - $U$ -Kennlinie des Nanodrahtes zeigt den typischen Verlauf einer Diodenkennlinie mit einem sehr guten Gleichrichtungsverhalten. So ist der Sperrstrom in Rückwärtsrichtung im Bereich einiger pA um ca. 5 - 6 Größenordnungen kleiner als in Vorwärtsrichtung. Hier wird oberhalb der Schwellspannung  $U_S \approx 1,1$  V ein Strom im Bereich einiger  $\mu$ A gemessen. Die Größenordnung der gemessenen Ströme in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung stimmt gut mit Werten für analog hergestellte Referenz-Nanodrähte überein [216]. Hinsichtlich der Bandlücke von GaAs mit  $E_g(300\text{K}) = 1,424$  eV ist die Schwellspannung für eine stark dotierte Diode kleiner als erwartet. Eine im Verhältnis zur Bandlücke verminderte Schwellspannung ist im Rahmen photovoltaischer Untersuchungen ebenfalls an anderen analog hergestellten Nanodrähten beobachtet worden [66]. Dabei lässt sich aus den veröffentlichten  $I$ - $U$ -

Kennlinien eine Schwellspannung von  $< 1\text{ V}$  ableiten, welche sogar noch unterhalb der hier detektierten Spannung von  $1,1\text{ V}$  liegt. Als Gründe werden hierfür die hohe Zahl von Oberflächenzuständen und Oberflächenverarmungseffekte genannt, welche die Schwellspannung der Nanodrähte entsprechend reduzieren können.

### 5.3.4 Ortsaufgelöster Photostrom im axial dotierten GaAs-Nanodraht

Die Realisierung eines elektrisch funktionsfähigen  $pn$ -Übergangs innerhalb des GaAs-Nanodrahtes ist mit der Detektion eines typischen Diodenverlaufs bei der  $I$ - $U$ -Kennlinienmessung nachgewiesen. Wie in der Einleitung formuliert, sollen die Nanodrähte hinsichtlich ihres Potentials für photovoltaische Anwendungen untersucht werden. Im Folgenden soll daher die Erzeugung eines messbaren Photostroms bei lokaler Belichtung des Nanodrahtes nachgewiesen werden. Hierzu wird der Nanodraht aus Abbildung 5.9 schrittweise mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls lokal abgerastert und der erzeugte Photostrom in Abhängigkeit des Ortes der Belichtung gemessen. Dabei sollte lediglich die am  $pn$ -Übergang vorhandene Raumladungszone bzw. das hier vorliegende elektrische Feld zu einer Trennung der optisch erzeugten Ladungsträger und somit zu einem detektierbaren Photostrom führen. Die Messmethode erlaubt somit gleichzeitig eine Lokalisierung des  $pn$ -Übergangs.

Das Experiment ist schematisch in der folgenden Abbildung 5.11 zusammen mit einer Auftragung des ortsaufgelöst gemessenen Photostroms über den Ort dargestellt. Zur Durchführung des Experiments ist ein kontinuierlich emittierender Dioden-Laser (cw) (*continuous wave*) mit einer Emissionswellenlänge von  $640\text{ nm}$  auf einen Spot-Durchmesser von  $1\text{ }\mu\text{m}$  fokussiert und der Strom bei Raumtemperatur und konstanter Anregungsleistung von  $360\text{ Wcm}^{-2}$  gemessen worden.

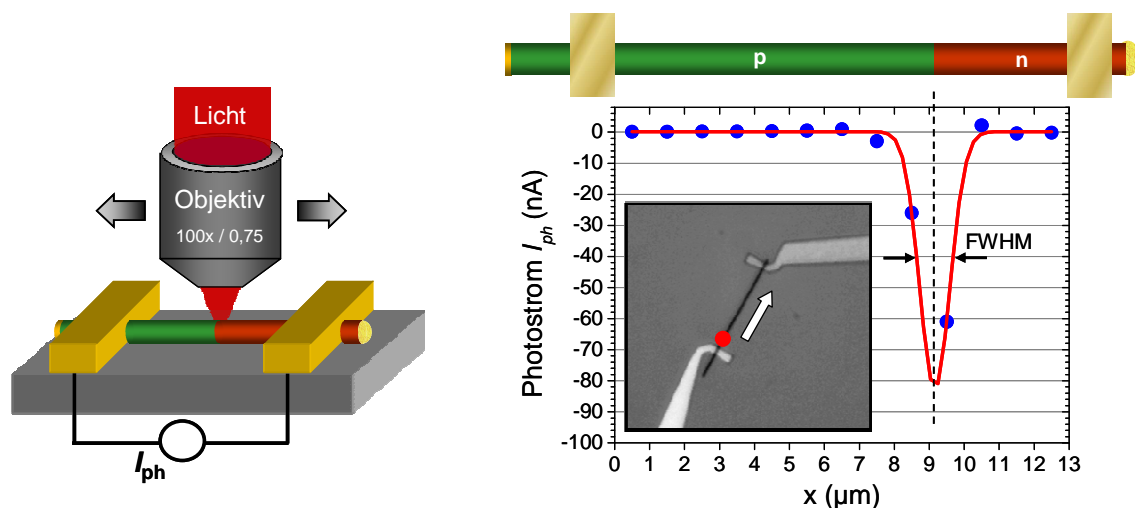


Abbildung 5.11: Ortsaufgelöster Photostrom in Abhängigkeit der Laserposition  $x$  zwischen den Kontakten. Als Referenz ist schematisch der Nanodraht skizziert. Links und im Inset ist das Messprinzip verdeutlicht. Der Laserspot (roter Punkt) wird auf dem Nanodraht entsprechend verfahren. Die Werte des Photostroms sind mit einer Gauß-Funktion gefittet, wobei das Maximum die Position des  $pn$ -Übergangs markiert.

Im vorliegenden Experiment ist der Laserspot mit einem Durchmesser von  $d_{spot} \approx 1 \mu\text{m}$  in definierten Abständen von ebenfalls  $1 \mu\text{m}$  entlang des Nanodrahtes verfahren und der entsprechende Strom gemessen worden. In der Abbildung 5.11 ist zu sehen, dass in einem gewissen Abschnitt des Nanodrahtes ohne extern angelegte Spannung ein ausgeprägter optisch erzeugter Strom gemessen wird, welcher hier eine Stromstärke von bis zu  $80 \text{ nA}$  erreicht. Der mit einer Halbwertbreite von  $\text{FWHM} \approx 1 \mu\text{m}$  relativ schmale Bereich, in welchem ein Photostrom zwischen  $7,5 \mu\text{m}$  und  $10,5 \mu\text{m}$  gemessen wird, markiert die Position des  $pn$ -Übergangs. Darüber hinaus belegt die Messung, dass lediglich im Bereich des  $pn$ -Übergangs ein Strom erzeugt wird. Das Ausbleiben eines messbaren Stroms bei Belichtung des Nanodrahtes im Bereich der Kontakte bestätigt deren ohm'schen Charakter. Bei nicht optimierten Kontakten würde aufgrund einer ausgebildeten Schottky-Barriere auch hier ein Photostrom erzeugt werden.

Auf Basis der orts aufgelösten Photostrommessung ist in Abbildung 5.11 schematisch der kontaktierte Nanodraht oberhalb des Messbildes eingezeichnet. Die Eintragung der dotierten Bereiche sowie der Ort des  $pn$ -Übergangs korrelieren mit dem Ergebnis aus der Photostrommessung. Dabei wird das mit einer Gauß-Funktion gefittete Maximum des Photostroms als Ort des  $pn$ -Übergangs angenommen. Somit können die Längen der dotierten Bereiche mit  $\text{ca. } 9 \pm 1 \mu\text{m}$  für den  $p$ -dotierten Bereich und  $4 \pm 1 \mu\text{m}$  für den  $n$ -dotierten Bereich abgeschätzt werden.

### 5.3.5 Photovoltaische Kennlinien und Kenngrößen

Im Rahmen der orts aufgelösten Photostrommessungen ist der Dotierstoffübergang des  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrahtes lokalisiert und die Erzeugung eines optisch generierten Stroms messtechnisch nachgewiesen worden. Nun sollen im Folgenden photovoltaische Eigenschaften des Nanodrahtes und entsprechende Kenngrößen, wie die Effizienz und der Füllfaktor, ermittelt werden. Hierzu ist der Nanodraht lokal im Bereich des  $pn$ -Übergangs bzw. der maximalen Photostromerzeugung mit unterschiedlicher Intensität durch den Laser belichtet und der Strom in Abhängigkeit der externen Spannung gemessen worden. Die folgende Abbildung 5.12 zeigt die gemessenen  $I$ - $U$ -Kennlinien, sowie den hieraus extrahierten Photostrom aufgetragen über die Laserleistung.



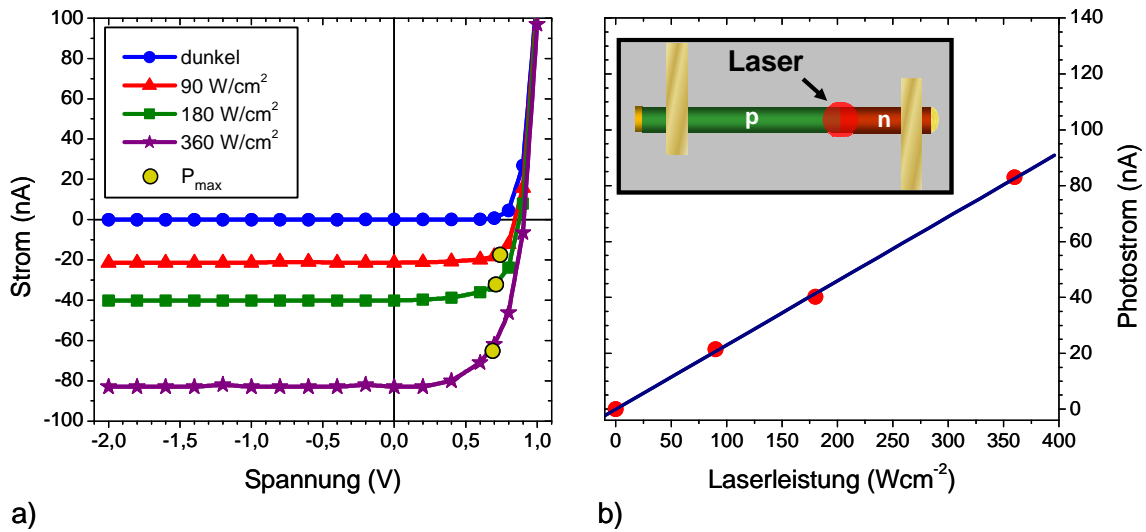


Abbildung 5.12: a)  $I$ - $U$ -Kennlinien bei lokaler Belichtung mit einem fokussierten Laser und verschiedenen Intensitäten von  $90 \text{ Wcm}^{-2}$  bis  $360 \text{ Wcm}^{-2}$ . Markiert sind die Punkte maximal abgegebener Leistung  $P_{max}$ . b) Linear gefitteter Photostrom aufgetragen über die Laserintensität. Das Inset zeigt eine schematische Darstellung des Experiments.

Bei lokaler Belichtung des Nanodrahts am  $pn$ -Übergang verschiebt sich dessen  $I$ - $U$ -Kennlinie in negativer Richtung zu höheren Strömen. Dabei steigt die Leerlaufspannung  $U_{OC}$  bei einem Strom von  $I = 0 \text{ nA}$  mit Erhöhung der optischen Anregungsleistung von  $P_{opt} = 90 \text{ Wcm}^{-2}$  auf  $360 \text{ Wcm}^{-2}$  nur geringfügig um  $25 \text{ mV}$  von  $0,875 \text{ V}$  auf  $0,9 \text{ V}$  an. Der bei einer Spannung von  $0 \text{ V}$  aus den  $I$ - $U$ -Kennlinien extrahierte Photostrom  $I_{ph}$  des Nanodrahtes ist für die unterschiedlichen Lichtintensitäten in Abbildung 5.12b gegen die Anregungsleistung aufgetragen. Wie der Auftragung entnommen werden kann, steigt der Photostrom linear mit der Anregungsleistung an, so dass ein temperaturverursachter Anstieg der Verluste aufgrund der optisch induzierten Wärme als gering einzuschätzen ist. Dabei ist hervorzuheben, dass die in dem Experiment eingestellte Leistung der 3600-fachen Intensität der Sonne entspricht, welche in Mitteleuropa bei einer Luftmasse von  $AM = 1,5$  eine Strahlungsleistung von  $0,1 \text{ Wcm}^{-2}$  aufweist. Die mit dem Experiment nachgewiesene thermische Unempfindlichkeit des Nanodrahtes macht diesen somit insbesondere für den Einsatz im photovoltaischen Anwendungsgebiet der *Konzentratorzellen* interessant. Dabei wird das Sonnenlicht durch eine Optik gebündelt auf eine kleine Fläche konzentriert, so dass ein Vielfaches der üblichen Lichtintensitätsdichte auf die Solarzelle trifft. Mittels dieser Technik werden auch für Tandem-Schicht-Solarzellen höchste Effizienzen erreicht von bis zu  $46 \%$  bei 508-facher Sonnenintensität [1] oder  $44,7 \%$  bei 297-facher Konzentration des Sonnenlichtes [9].

Auch wenn hier monochromatische Lichteinstrahlung verwendet wird, lassen sich am Punkt maximal abgegebener elektrischer Leistung  $P_{max}$  qualitative Kenngrößen, wie der Füllfaktor und die photovoltaische Effizienz des Nanodrahtes in erster Näherung ermitteln. Der Füllfaktor  $FF$  und die Effizienz  $\eta$  sind dabei wie folgt definiert.



$$FF = \frac{P_{\max}}{U_{OC} \cdot I_K} \quad (5.3)$$

$$\eta = \frac{P_{\max}}{P_{opt}} \quad (5.4)$$

Aus der Abbildung 5.12 können für die maximale elektrische Leistung Werte von  $P_{\max,1} = 12,84 \text{ nW}$ ,  $P_{\max,2} = 22,70 \text{ nW}$  und  $P_{\max,3} = 43,25 \text{ nW}$  abgelesen werden. Als Kurzschlussstrom  $I_K$  können hier die Werte für den Photostrom  $I_{ph}$  angenommen werden. Für die geringste Anregungsleistung von  $90 \text{ Wcm}^{-2}$  lässt sich somit anhand der Gleichung (5.3) bei  $90 \text{ Wcm}^{-2}$  ein Füllfaktor von  $FF \approx 0,71$  errechnen, welcher mit steigender Anregungsleistung auf Werte von  $FF \approx 0,65$  bei  $180 \text{ Wcm}^{-2}$  und  $FF \approx 0,58$  bei  $360 \text{ Wcm}^{-2}$  leicht abfällt.

Die Effizienz  $\eta$  des Nanodrahtes entspricht gemäß der Gleichung (5.4) dem Verhältnis aus eingestrahelter optischer und abgegebener elektrischer Leistung. Während die elektrische Leistung  $P_{\max}$  durch das Produkt aus abfallender Spannung und Photostrom eindeutig definiert ist, variiert die Effizienz deutlich mit der Definition der eingestrahnten optischen Leistung  $P_{opt}$ . Maximal erreichbare Werte werden bei vollständiger Einstrahlung des einfallenden Lichtes auf den Nanodraht im Bereich des  $pn$ -Übergangs erhalten, wie es bspw. bei *Konzentratorzellen* mit Hilfe einer Optik umsetzbar wäre. Bei der folgenden Abschätzung der Effizienzen wird dieser Fall angenommen und einfallendes Licht auf das Substrat seitlich des Nanodrahtes herausgerechnet. Reflexionsverluste auf der Nanodrahtoberfläche und eine nicht vollständige Absorption gemäß dem Absorptionsgesetz werden ebenfalls näherungsweise berücksichtigt. So wird die absorbierte optische Leistung  $P_{absorb}$  berechnet, welche im Nanodraht im Bereich des  $pn$ -Übergangs zu einem elektrischen Strom beiträgt. Das reflektierte und auf das Substrat fallende Licht, sowie nicht absorbiertes Licht wird bei dem Experiment aus Abbildung 5.12 in der Rechnung entsprechend abgezogen.

Zur Berechnung der bestrahlten Fläche des Nanodrahtes im Bereich des stromerzeugenden  $pn$ -Übergang sei ein Nanodrahtdurchmesser von  $d_{NW} = 200 \text{ nm}$  angenommen. Für die Länge des Bereichs wird ein Wert von  $L_{bel} = 1 \text{ }\mu\text{m}$  angenommen. Die Länge des  $pn$ -Übergangs bzw. der Region, in welcher ein Strom erzeugt wird, entspricht dabei in erster Näherung der Halbwertbreite FWHM des Gauß-Fits aus der orts aufgelösten Photostrommessung in Abbildung 5.11. Bei einer kreisrunden Querschnittsfläche des Nanodrahtes mit einem Radius  $r_{NW}$  ergibt sich mit der folgenden Gleichung (5.5)

$$A_{bel} = L_{bel} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot r_{NW}}{2} = L_{bel} \cdot \frac{\pi \cdot d_{NW}}{2} \quad (5.5)$$

eine belichtete Fläche von ca.  $3,14 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$  bzw.  $3,14 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ . Somit ergeben sich für die auf die Nanodrahtoberfläche einstrahlende Leistung Werte von  $P_{bel,1} = 283 \text{ nW}$ ,  $P_{bel,2} = 565 \text{ nW}$  und  $P_{bel,3} = 1,13 \text{ μW}$ .

Wird für GaAs bei 300 K ein wellenlängenabhängiger Brechungsindex von  $n_{GaAs} = 3,85$  bei 1,94 eV ( $\equiv \lambda_{\text{Laser}} = 640 \text{ nm}$ ) angenommen [228], so ergibt sich bei vereinfachter Annahme einer senkrechten Einstrahlung nach dem Fresnel-Reflexionsgesetz mit

$$R_{\text{Reflex}} = \left( \frac{n_{\text{vac}} - n_{\text{GaAs}}}{n_{\text{vac}} + n_{\text{GaAs}}} \right)^2 \quad (5.6)$$

mit	$R_{\text{Reflex}}$	Reflexionsgrad
	$n_{\text{vac}}, n_{\text{GaAs}}$	Brechungsindex in Vakuum, in GaAs

eine Reflexion von ca. 35 %.

Nach dem Absorptionsgesetz gemäß der folgenden Gleichung (5.7) entspricht die optische Leistung  $P_{\text{opt}}(x)$  der Leistung, welche bei Transmission durch ein Material mit einem gegebenen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  nach einer transmittierten Länge  $x$  noch nicht absorbiert worden ist. Reflexionsverluste werden in der Gleichung dabei mit  $(1-R)$  entsprechend berücksichtigt.

$$P_{\text{opt}}(x) = (1 - R_{\text{Reflex}}) \cdot P_{\text{bel}} \cdot e^{-\alpha \cdot x} \quad (5.7)$$

Wird für den Absorptionskoeffizient des GaAs-Nanodrahtes ein Wert von  $\alpha = 42,79 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  [228] angenommen, so lässt sich die nach  $x = 200 \text{ nm}$  im Nanodraht absorbierte optische Leistung  $P_{\text{absorb}} = P_{\text{opt}}(0) - P_{\text{opt}}(x = 200 \text{ nm})$  berechnen gemäß

$$P_{\text{absorb}} = (1 - R_{\text{Reflex}}) \cdot P_{\text{bel}} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot x}) \quad (5.8)$$

Damit ergeben sich für die absorbierte Leistung Werte von  $P_{\text{absorb},1} = 106 \text{ nW}$ ,  $P_{\text{absorb},2} = 211 \text{ nW}$  und  $P_{\text{absorb},3} = 422 \text{ nW}$ . Dies entspricht einer jeweiligen Absorption des in den Nanodraht eindringenden Lichtes von ca. 37 %. Wird die im Bereich des *pn*-Übergang absorbierte optische Leistung nun als Referenz für die Ermittlung der photovoltaischen Effizienz genommen, so ergeben sich mit den aus Abbildung 5.12

erhaltenen Werten für die maximal abgegebene Leistung gemäß der Gleichung (5.4) in Abhängigkeit der Anregungsleistung nun Werte von 12 %, 10,7% und 10,2%.

In der folgenden Tabelle sind die gemessenen und errechneten Werte der photovoltaischen Kenngrößen unter der Annahme vollständiger Einstrahlung sowie Berücksichtigung von begrenzter Absorption und Reflexionsverlusten für die unterschiedlichen optischen Anregungsleistungen zusammengefasst.

*Tabelle 5.4: Photovoltaische Werte und Kenngrößen für einen mittels eines fokussierten Laserstrahls belichteten einzelnen axial pn-dotierten GaAs-Nanodraht bei Raumtemperatur. Der Laserstrahl besitzt eine Wellenlänge von 640 nm und ist auf einen Durchmesser von 1  $\mu\text{m}$  fokussiert.*

Laserleistung ( $\text{Wcm}^{-2}$ )	Leerlaufspannung $U_{oc}$ (V)	Photostrom $I_{ph}$ (nA)	Maximale elektrische Leistung $P_{max}$ (nW)	Füllfaktor $FF$	Effizienz $\eta$ (%)
90	0,85	21,4	12,84	0,71	12
180	0,875	40,2	22,70	0,65	10,7
360	0,9	83	43,25	0,58	10,2

Auch wenn im Rahmen dieser Arbeit die in der Tabelle 5.4 erhaltenen Werte lediglich photovoltaische Charakteristika für monochromatische Bestrahlung mittels eines fokussierten Laserstrahls zeigen, haben vergleichbare Nanodrähte ebenfalls unter AM 1,5G-Bedingungen eine ähnliche Performance aufgezeigt [66]. Dabei wird in der Publikation mit einer Belichtungsintensität von 1 Sonne ( $0,1 \text{ Wcm}^{-2}$ ) bei einem Füllfaktor von 0,69 eine Effizienz von 9 % erreicht. Die Differenzen können dabei durch die unterschiedliche optische Anregung begründet sein.

## 5.4 Ladungsträgerdynamik in pn-dotierten GaAs-Nanodrähten

Ein großes Potential zur weiteren Steigerung der Effizienz bietet die Reduzierung nichtstrahlender Verluste im Nanodraht. Insbesondere bei axial dotierten Nanodrähten ist der Weg der optisch generierten Ladungsträger vom pn-Übergang zu den Kontakten verglichen mit *core-shell*-Strukturen besonders lang, so dass Verluste während des Ladungsträgertransports über etwaige wachstumsbedingte Defekte oder Oberflächenzustände eine große Rolle spielen. In den folgenden Abschnitten wird mit Hilfe von orts- und zeitaufgelösten PL-Messungen ein Einblick in auftretende Verlustmechanismen eröffnet. Im Rahmen dessen werden Ladungsträgerdynamiken und Rekombinationsprozesse innerhalb der Nanodrähte in Abhängigkeit der Dotierung untersucht und diskutiert. Nach Auswertung der experimentellen Ergebnisse anhand eines theoretischen Modells werden die gemessenen Verlustmechanismen in direkten

Zusammenhang mit Oberflächeneffekten gesetzt und eine starke Abhängigkeit zur Dotierung nachgewiesen [68].

#### 5.4.1 Ortsaufgelöste zeitintegrierte PL-Intensität

Zur Untersuchung auftretender Ladungsträgerverluste innerhalb des Nanodrahtes liefert die orts aufgelöste PL-Intensität einen ersten Hinweis auf vorhandene nichtstrahlende Verluste entlang der Nanodrahtlänge. In der folgenden Abbildung 5.13 ist die Peak-Intensität der bei den Proben A und B orts aufgelöst gemessenen PL-Spektren aus Abbildung 5.3 über den Ort aufgetragen. Die entsprechende Zuordnung der ortsabhängigen Intensitäten zur örtlichen Dotierstoffart ( $p$  bzw.  $n$ ) gemäß den schematisch eingezeichneten Nanodrähten resultiert aus der spektralen Auswertung der lokal detektierten PL-Spektren und ist bereits im Abschnitt 5.2 detailliert diskutiert worden.

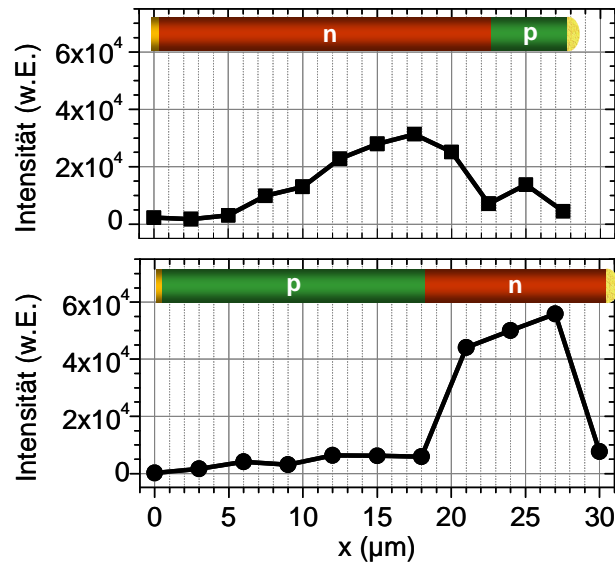


Abbildung 5.13: Peak-Intensität der PL-Spektren aus Abbildung 5.3, aufgetragen über die Position entlang der Nanodrahtlänge bei Probe A (unten) und B (oben). [68]

Neben der spektralen Variation der PL entlang der Nanodrahtlänge aus Abbildung 5.3, welche in direktem Zusammenhang mit der Dotierung gesetzt worden ist, zeigt auch die gemessene Intensität der PL eine starke Abhängigkeit vom jeweiligen Ort. Dabei verdeutlicht die Abbildung 5.13 zwei wichtige physikalische Verhaltensmuster, welche repräsentativ für eine große Zahl untersuchter Nanodrähte sind und im weiteren Verlauf als Diskussionsgrundlage für die zeitaufgelösten PL-Analysen herangezogen werden.

Für beide Proben kann ein prinzipieller Unterschied zwischen den  $n$ - und  $p$ -dotierten Bereichen erkannt werden. Dabei weist die PL in den  $n$ -dotierten Regionen gegenüber der PL aus den  $p$ -dotierten Gebieten eine deutlich erhöhte Intensität auf. Darüber hinaus wird innerhalb der dotierten Bereiche ein Intensitätsanstieg in Wachstumsrichtung detektiert, welcher insbesondere in den  $n$ -dotierten Regionen stark ausgeprägt ist. Der

Intensitätsabfall an der jeweiligen Nanodrahtspitze bei  $30\text{ }\mu\text{m}$  und  $27,5\text{ }\mu\text{m}$  wird lediglich durch die teilweise Belichtung des Nanodrahtes durch den Laserspot am Ende des Nanodrahtes verursacht.

Der Vergleich zwischen *pn*- und *np*-dotierten GaAs-Nanodrähten zeigt, dass die höheren PL-Intensitäten in den *n*-dotierten Bereichen nicht allein mit einer potentiellen Variation der kristallinen Qualität über die Wachstumszeit erklärt werden können. Stattdessen scheinen die beobachteten Unterschiede hinsichtlich der PL-Intensität in direktem Zusammenhang mit dem lokalen Dotierstoff zu stehen.

#### 5.4.2 Dotierungsabhängige zeitaufgelöste Photolumineszenz

Zum weiteren Verständnis der dotierstoffabhängigen PL-Intensität sind die *n*- und *p*-dotierten Regionen beider Nanodrähte, Probe A und B, mittels zeitaufgelöster PL-Spektroskopie untersucht worden. Über die Abbildung der Zerfallskurven der Ladungsträger bzw. deren Lebensdauern wird ein direkter Einblick in vorliegende strahlende und nichtstrahlende Rekombinationsprozesse ermöglicht. Zunächst wird der hinsichtlich der PL-Intensität auftretende prinzipielle Unterschied zwischen den Dotierstoffarten *n* und *p* anhand zeitaufgelöster Messungen für beide Proben direkt miteinander verglichen. In der folgenden Abbildung 5.14 sind ausgewählte aber charakteristische Zerfallskurven aufgetragen, welche sowohl im *n*- als auch *p*-dotierten Bereich bei beiden Proben A und B lokal gemessen sind.

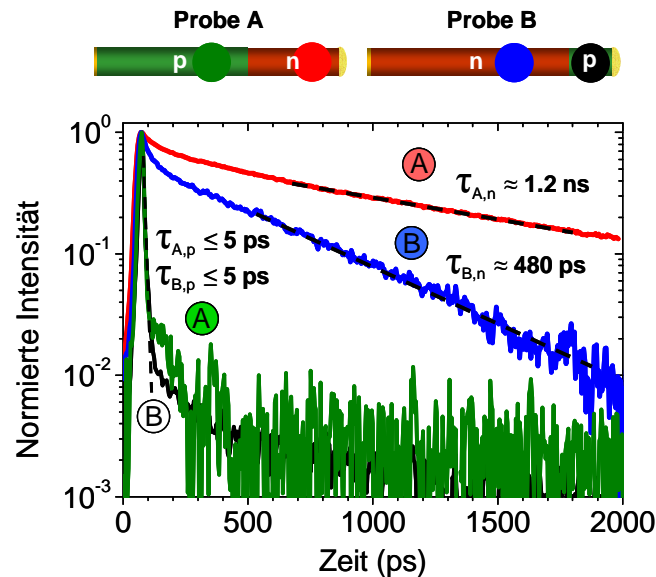


Abbildung 5.14: Spektral integrierte PL-Zerfallskurven für den jeweils *n*- und *p*-dotierten Bereich des *pn*-dotierten (Probe A) und *np*-dotierten Nanodrahts (Probe B). Die Zerfälle sind bei einer Anregungsleistungsdichte von  $24\text{ kW/cm}^2$  und einer Wellenlänge von  $400\text{ nm}$  bei einer Temperatur von  $7\text{ K}$  gemessen worden. Die Positionen, an welchen die Zerfälle lokal gemessen wurden, können anhand der Punkte in den schematisch eingezeichneten Drähten ersehen werden, welche zu den Zerfällen entsprechend farblich korreliert sind. [68]

Wie der Abbildung 5.14 entnommen werden kann, weichen die Zerfallskurven, welche in den  $n$ -dotierten Bereichen beider Proben gemessen werden, deutlich von den Zerfallskurven aus den  $p$ -dotierten Bereichen ab. In den  $n$ -dotierten Bereichen wird ein bi-exponentieller Zerfall gemessen, welcher sich aus einer anfänglichen schnellen und einer folgenden langen Zerfallskomponente zusammensetzt. Der anfängliche Zerfall deutet dabei auf nichtstrahlende Rekombinationsprozesse hin. Für die lange Zerfallskomponente können entsprechend der eingezeichneten Fits lange Lebensdauern von  $\tau_{A,n} \approx 1,2$  ns für Probe A und  $\tau_{B,n} \approx 480$  ps für Probe B aus den Zerfallskurven extrahiert werden. Im Gegensatz zu den  $n$ -dotierten Regionen sind die Zerfallskurven in den  $p$ -dotierten Bereichen beider Proben von einem sehr schnellen Zerfall mit einer Lebensdauer von  $\tau_{A,p} \approx \tau_{B,p} \leq 5$  ps am Rande der messtechnischen Auflösung dominiert. Dieser sehr schnelle Zerfall der optisch injizierten Ladungsträger belegt für den  $p$ -dotierten Bereich eine im Vergleich zur  $n$ -dotierten Region deutlich erhöhte nichtstrahlende Rekombinationsrate. Dies bestätigt die generell reduzierten PL-Intensitäten im  $p$ -dotierten Gebiet und könnte sowohl auf Rekombination über Oberflächenzustände als auch über wachstumsbedingte Defekte innerhalb des Nanodrahtes zurückzuführen sein.

In der folgenden Abbildung 5.15 sind lokal detektierte Zerfallskurven in den  $n$ -dotierten Bereichen beider Proben A und B für unterschiedliche Anregungsleistungen von  $0,6 \text{ kWcm}^{-2}$  bis  $24 \text{ kWcm}^{-2}$  dargestellt.

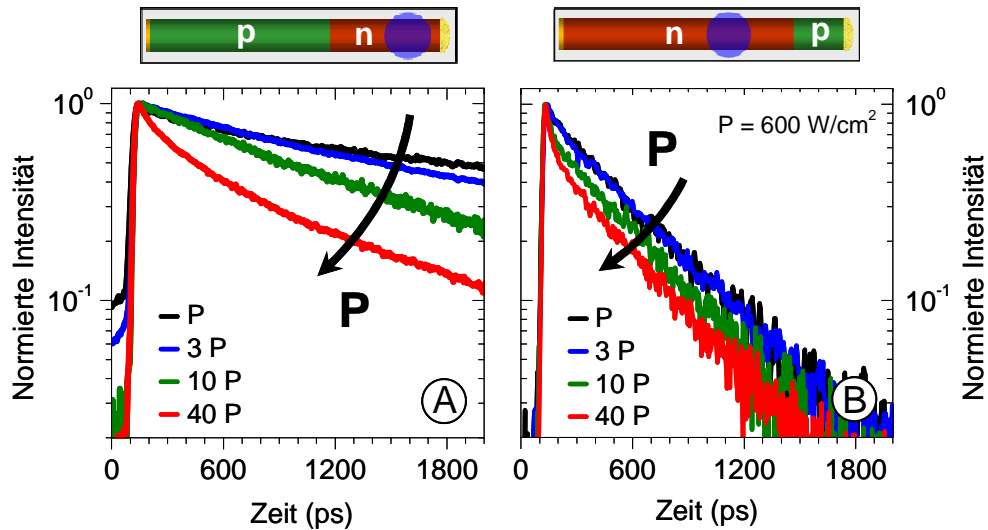


Abbildung 5.15: Im  $n$ -dotierten Bereich der Probe A und B lokal detektierte spektral integrierte Zerfallskurven der PL für verschiedene Anregungsleistungen bei einer Temperatur von 7 K. Der blaue Punkt in den schematisch eingezeichneten Nanodrähten kennzeichnet die Position des Laserspots. [68]

Wie der Abbildung 5.15 entnommen werden kann, führt eine Reduzierung der Anregungsleistung bei beiden Proben dazu, dass die kurze Zerfallskomponente reduziert wird und nahezu vollständig verschwindet. Dieses Verhalten ist unerwartet, weil die mit der kurzen Komponente einhergehende nichtstrahlende Rekombination

über Defekte in der Regel für sinkende Leistungen dominant wird (vergl. Ratengleichung (1.48)). Dagegen würde eine Erhöhung der Laserleistung aufgrund der Absättigung nichtstrahlender Defektzustände in der Regel mit einem Anstieg der Lebensdauer einhergehen. Das Verhalten in Abbildung 5.15 ist somit reziprok zu allgemeinen Erwartungen gemäß der Ratengleichung (1.48). Bei Probe A ändert sich auch die Lebensdauer der langen Zerfallskomponente mit der Leistung. Dabei steigt die Lebensdauer bei Reduzierung der Anregungsleistung von 1,2 ns bei  $24 \text{ kWcm}^{-2}$  auf 3,3 ns bei  $600 \text{ Wcm}^{-2}$ . Eine derartig lange Lebensdauer ist für GaAs-Nanodrähte untypisch, so dass diese Größenordnung der hier gemessenen Lebensdauer mit einigen Nanosekunden in der Literatur bis zum heutigen Zeitpunkt lediglich für oberflächenpassivierte GaAs-Nanodrähte berichtet wird [113]. Im Gegensatz zur Probe A zeigt die Ladungsträgerlebensdauer der Probe B keine Veränderung mit variierender Laserleistung und bleibt mit einem Wert von 480 ps nahezu konstant.

Bereits bei der Analyse der PL-Spektren aus Abbildung 5.3 ist die inhomogene Dotierstoffkonzentration entlang der Nanodrahtlänge diskutiert worden. Nachdem auch die Auftragung der PL-Intensität in Abbildung 5.13 Unterschiede entlang der Nanodrahtlänge gezeigt hat, soll mit der folgenden Abbildung 5.16 die örtliche Abhängigkeit der PL im  $n$ -dotierten Bereich anhand zeitaufgelöster Messungen für weitere Diskussionen dargestellt werden. Dafür ist der Laserspot im  $n$ -dotierten Bereich der Probe B in Richtung Nanodrahtfuß verfahren und der Zerfall orts aufgelöst gemessen worden. Die Zerfallskurven korrelieren dabei mit den positionsabhängigen Spektren aus Abbildung 5.3 und der entsprechenden PL-Intensität aus Abbildung 5.13.

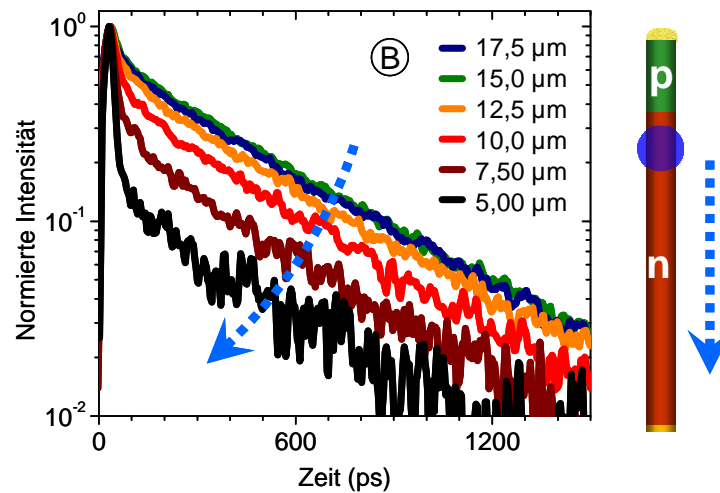


Abbildung 5.16: Ortsaufgelöste Zerfallskurven entlang des  $n$ -dotierten Bereichs der Probe B, gemessen bei einer Temperatur von 7 K und einer konstanten Anregungsleistung von  $1,2 \text{ kWcm}^{-2}$ . Die Positionen korrelieren zu der Messung aus Abbildung 5.3 und Abbildung 5.13. [68]

Die Abbildung 5.16 zeigt, dass der lange Zerfall im  $n$ -dotierten Bereich der Probe B entlang der Nanodrahtlänge mit einer Lebensdauer von 480 ps nahezu konstant bleibt, während entgegen der Wachstumsrichtung eine zusätzliche kurze Zerfallskomponente auftaucht und immer dominanter wird. Dieses Verhalten deutet das Auftreten erhöhter

nichtstrahlender Verluste in Richtung des Nanodrahtfußes an und steht in Einklang mit der abfallenden PL-Intensität in Abbildung 5.13. Im Folgenden werden zur Erklärung der beobachteten Effekte verschiedene Szenarien (Modell A und Modell B) diskutiert.

### 5.4.3 Modell A: Effekte durch strahlende Rekombination

Wie bereits erwähnt steht der Anstieg der kurzen Zerfallskomponente mit erhöhter Anregungsleistung in klarem Gegensatz zum erwarteten Verhalten, welches bei nichtstrahlender Rekombination über Defekte auftreten würde.

Eine Möglichkeit, die zu dem in Abbildung 5.15 beobachteten Verhalten führen kann, ist ein Effekt, der bei der strahlenden Rekombination mit der Rate  $R_{str} = B\Delta n^2$  (siehe Gleichung (1.66)) mit  $B$ , dem strahlenden Rekombinationskoeffizienten, auftritt und bereits in Abschnitt 1.3.5 diskutiert ist. Wird hierbei mit einem Laserpuls geringer Leistung eine im Vergleich zur Dotierung ( $n_0$  bzw.  $p_0$ ) nur geringe Änderung der Ladungsträgerdichte erzielt ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ), so gilt gemäß der Gleichung (1.70) für den Ladungsträgerzerfall bzw. die Änderung der Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit der Zeit  $\Delta n(t)$  die folgende Proportionalität:

$$\Delta n(t) \propto e^{-t/\tau} \quad (5.9)$$

Für den Fall, dass die optisch injizierte Ladungsträgerdichte bei hoher Laserleistung die Dotierstoffkonzentration deutlich übersteigt ( $\Delta n \gg n_0 + p_0$ ), wird der anfängliche Zerfall nach dem Laserpuls zu kleinen Zeiten gemäß der Gleichung (1.71) jedoch durch den Vorfaktor  $\tau / t$  entsprechend verkürzt. Analog zu Gleichung (1.71) gilt die folgende Proportionalität:

$$\Delta n(t) \propto \frac{\tau}{t} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.10)$$

Bei Niederanregung oder im Bereich großer Zeiten, in welchen ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) gilt, kann die strahlende Ladungsträgerlebensdauer  $\tau_{str}$  gemäß der Gleichung (1.69) über den folgenden Zusammenhang berechnet werden:

$$\tau = \tau_{str} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)} \quad (5.11)$$

Auch wenn die mit der strahlenden Rekombination einhergehende Verkürzung der Lebensdauer nach Gleichung (5.10) gut zu den Zerfallskurven in Abbildung 5.15 passt, so führt der Zusammenhang in Gleichung (5.11) zu einem ersten Widerspruch, wenn die orts aufgelöste PL-Messung in Abbildung 5.16 bedacht wird. Gemäß der Gleichung



(5.11) müsste eine variierende Dotierstoffkonzentration nach dem Modell der strahlenden Rekombination ebenfalls zu einer variierenden Lebensdauer  $\tau$  im Bereich kleiner Ladungsträgerdichten bzw. langer Zeiten führen. Die Lebensdauer der langen Zerfallskomponente bei großen Zeiten in Abbildung 5.16 ist jedoch entlang der Nanodrahtlänge konstant, obwohl eine Variation der Dotierstoffkonzentration durch die Analyse der orts aufgelösten PL-Spektren aus Abbildung 5.3 nachgewiesen ist.

Eine weitere Eigenschaft der Emission im Modell der rein strahlenden Emission ist eine mit der Ladungsträgerdichte bzw. Anregungsleistung linear ansteigende PL-Intensität bzw. eine konstante relative Effizienz, weil zugeführte Ladungsträger ausschließlich strahlend rekombinieren. Zur Überprüfung dieser Abhängigkeit zeigt die folgende Abbildung 5.17 die zeitlich integrierte PL-Intensität (a) und die hieraus ermittelte relative Effizienz (b) der korrespondierenden PL-Emissionen aus Abbildung 5.15 für beide Proben A und B in Abhängigkeit der Anregungsleistung.

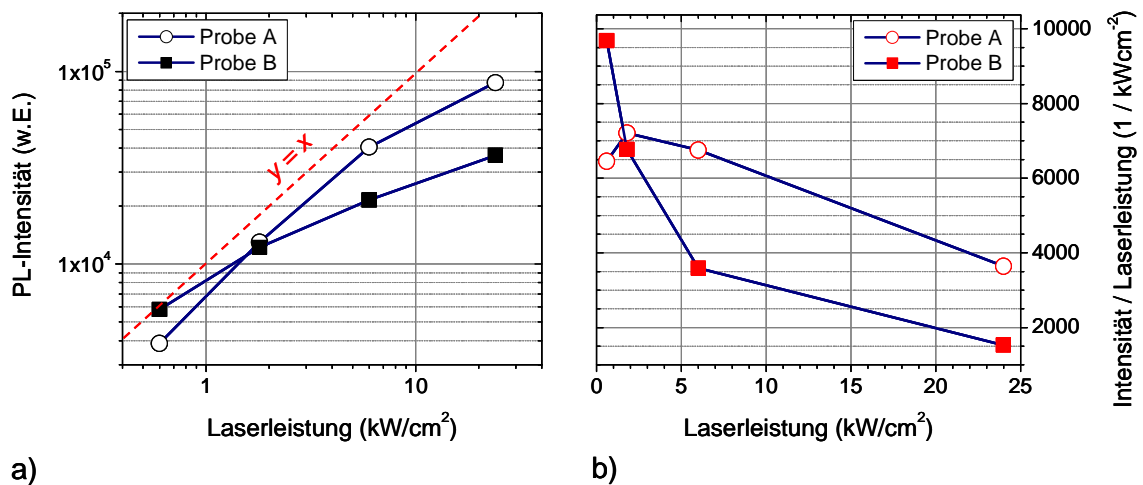


Abbildung 5.17: a) PL-Intensität und b) relative Effizienz der zu den Zerfallskurven aus Abbildung 5.15 korrespondierenden PL-Spektren aufgetragen über die Laserleistung.

Im Vergleich zum eingezeichneten linearen Verlauf ( $y = x$ ) zeigt die Auftragung in Abbildung 5.17a deutlich, dass die PL-Intensität für beide Proben A und B sub-linear ansteigt und zu höheren Leistungen eine Tendenz zur Sättigung aufweist. Der damit einhergehende nichtstrahlende Verlust mit steigender Laserleistung lässt sich auch in der Abbildung 5.17b erkennen. Hier ist die auf die jeweilige Laserleistung normierte PL-Intensität über die Laserleistung aufgetragen, so dass diese Daten der relativen Effizienz entsprechen. Die Verringerung der Effizienzen für beide Proben A und B belegt somit klar einen mit steigender Leistung zusätzlich auftretenden nichtstrahlenden Verlust. Auch diese Eigenschaft bildet einen Widerspruch zum Modell der strahlenden Rekombination, so dass das Modell A zur Erklärung der beobachteten Effekte bei den PL-Messungen nicht herangezogen werden kann.

#### 5.4.4 Modell B: Oberflächenbestimmte Verlustmechanismen

Im Folgenden wird ein alternatives Modell B beschrieben, welches die beobachteten optischen Effekte mit Hinblick auf die verkürzte Lebensdauer zu steigenden Laserleistungen erklären soll. Im Rahmen dessen werden für die *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähte Verlustmechanismen diskutiert, welche von der Nanodrahtoberfläche abhängig sind und durch diese dominiert werden. Das Modell wird dabei anhand von simulierten elektronischen Banddiagrammen ausführlich diskutiert.

Der Effekt von Oberflächenzuständen auf die laterale Bandstruktur des Nanodrahtes wird in [151] anhand von orts aufgelösten EBIC (*electron-beam-induced-current*) - Messungen an analog gewachsenen GaAs-Nanodrähten demonstriert. Dabei verursachen die Oberflächenzustände eine Verarmungszone und ein Fermi-Niveau, welches aufgrund des sog. „*Fermi-Level-Pinning*“ an der Nanodrahtoberfläche nahe der Bandlückenmitte lokalisiert ist (vergl. Abbildung 1.19). In [67] wird die Oberflächenverarmung für GaAs-Nanodrähte sehr ausführlich unter Variation diverser Parameter, wie z.B. Nanodrahtdurchmesser, Dotierstoffkonzentration oder Oberflächenzustandsdichten analytisch untersucht und berechnet. Die Oberflächenverarmung führt zu einer lateralen Verbiegung der Bänder, die sich je nach Dotierstoffkonzentration senkrecht zur Nanodrahtoberfläche über den gesamten Querschnitt des Nanodrahtes erstrecken kann. Die Länge der Verarmungszone  $d_{sdw}$  lässt sich dabei über Gleichung (1.78) mit  $\epsilon_r(\text{GaAs}) \approx 12,8$  [229] abschätzen.

Zur Veranschaulichung sind in der folgenden Abbildung 5.18 vereinfachte Band-Diagramme für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen am Beispiel eines *n*-dotierten GaAs-Nanodrahtes mit einem Durchmesser von 200 nm zu sehen. Die Energie-Bänder erstrecken sich örtlich über den Querschnitt des Nanodrahts und sind hier unter Berücksichtigung einer Oberflächenverarmung für variable Dotierstoffkonzentrationen von  $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bis  $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  mittels *SimWindows* [116] für Raumtemperatur simuliert. In der Simulation ist ein Oberflächen-Potential für *n*-dotiertes GaAs von  $\phi_{s,n} = 0,6 \text{ V}$  [230] angenommen.

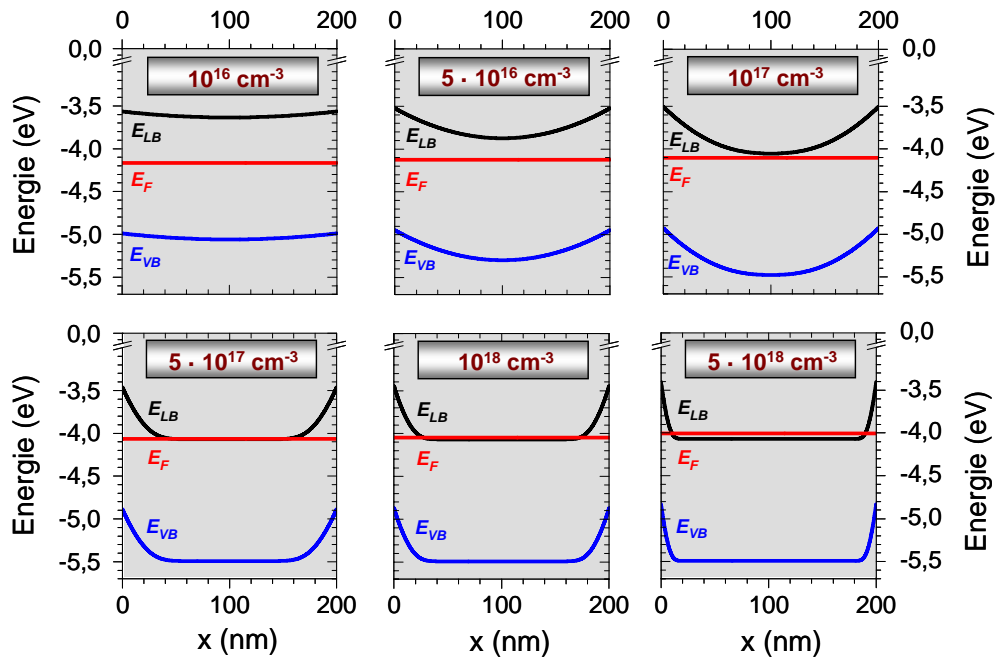


Abbildung 5.18: Für Raumtemperatur mittels SimWindows simulierte Band-Struktur eines GaAs-Nanodrahtes unter Berücksichtigung der Oberflächenverarmung für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen. Eingezeichnet sind die Leitungsbandunterkante  $E_{LB}$ , die Fermi-Energie  $E_F$  und die Valenzbandoberkante  $E_{VB}$ .

Wie der Abbildung 5.18 entnommen werden kann, führt die Oberflächenverarmung an der Oberfläche des Nanodrahtes zu einer Verbiegung der Bänder, welche bei der  $n$ -Dotierung nach oben ausgerichtet ist. Das Fermi-Niveau ist somit gemäß des *Fermi-Level-Pinning* an der Oberfläche nahe der Bandlückenmitte lokalisiert. Die Simulation veranschaulicht, wie sich die Verbiegung der Bänder bzw. die Länge der Zone der Oberflächenverarmung mit variierender Dotierstoffkonzentration ändert. So ist ein  $n$ -dotierter Nanodraht mit einem Durchmesser von 200 nm für Dotierstoffkonzentrationen von  $n \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  vollständig verarmt. Höhere Dotierstoffkonzentrationen führen dagegen zu einem nicht verarmten Bereich im Zentrum des Nanodrahts, dessen Ausdehnung mit steigender Dotierstoffkonzentration ebenfalls ansteigt.

Mit der lateralen Bandverbiegung aufgrund der Oberflächenverarmung lassen sich die beobachteten optischen Effekte an den axial  $pn$ - und  $np$ -dotierten GaAs-Nanodrähten gut beschreiben. Die relativ langwelligen PL-Spektren ( $> 800 \text{ nm}$ ) im  $n$ -dotierten Gebiet der Probe A (siehe Abbildung 5.3) deuten für die korrespondierende zeitaufgelöste PL in Abbildung 5.15 eine lokal niedrige Dotierstoffkonzentration an. Für Probe B wird eine PL mit Wellenlängen bis herab zu 770 nm im  $n$ -dotierten Bereich detektiert, so dass die zugehörige zeitaufgelöste PL der Probe B in Abbildung 5.15 in einem Bereich mit entsprechend hoher Dotierstoffkonzentration gemessen sein muss. Auf Basis der Abschätzung in Abbildung 5.5 wird somit für die orts aufgelöste Messung an der Probe A und B aus Abbildung 5.15 näherungsweise eine lokale Dotierstoffkonzentration von

$n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (Probe A) und  $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (Probe B) angenommen. Nach Gleichung (1.78) ergeben sich damit für das  $n$ -dotierte Gebiet Oberflächenverarmungslängen von  $d_{sdw} = 93 \text{ nm}$  (Probe A) und  $d_{sdw} = 29 \text{ nm}$  (Probe B). Die Probe A mit einem Durchmesser von 200 nm kann im Fall einer Dotierstoffkonzentration von  $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  am Ort der lokalen PL-Messung somit fast vollständig verarmt sein.

In der folgenden Abbildung 5.19 sind simulierte Banddiagramme für die lokalen  $n$ -dotierten Gebiete der Probe A und Probe B zu sehen. Die jeweiligen Dotierstoffkonzentrationen für beide Proben beziehen sich auf die angenommenen Dotierstoffkonzentrationen im Bereich der PL-Messungen aus Abbildung 5.14 und Abbildung 5.15. Zur Erklärung und Veranschaulichung der Mechanismen nach dem Modell B sind zusätzlich in beiden Banddiagrammen qualitativ jeweils ein optisch erzeugtes Elektron im Leitungsband sowie ein Loch im Valenzband eingezeichnet. Die eingezeichneten Pfeile deuten mögliche Rekombinations- (1) und Transportpfade (2) der Ladungsträger an.

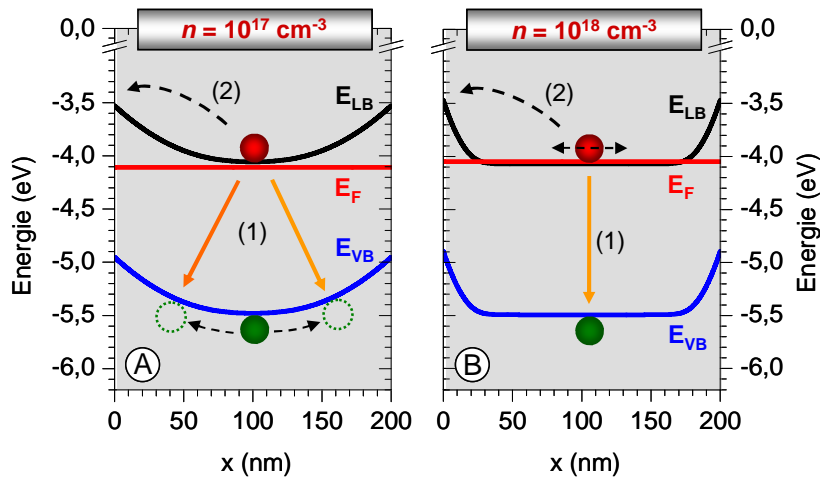


Abbildung 5.19: Simuliertes Banddiagramm für das  $n$ -dotierte Gebiet der GaAs-Nanodrähte unter Einbeziehung von Oberflächeneffekten. Dabei sind lokale Dotierstoffkonzentrationen von  $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (Probe A) und  $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (Probe B) angenommen [68]. Die zusätzlichen Pfeile deuten Rekombinations- (1) und Transportpfade (2) der Ladungsträger an.

Wie der Abbildung 5.19 entnommen werden kann, führt die Bandverbiegung im  $n$ -dotierten Bereich für beide Dotierstoffkonzentrationen an der Oberfläche zu einer Barriere für die Elektronen. Somit werden deren Transport zur Oberfläche und eine anschließende nichtstrahlende Rekombination über Oberflächenzustände unterdrückt. Diese Annahme passt zu der sehr langen Lebensdauer bis zu 3,3 ns im  $n$ -dotierten Bereich und der hohen relativen Effizienz für kleine Leistungen (siehe Abbildung 5.17b). Im Falle steigender Anregungsleistungen führt die örtliche Trennung optisch erzeugter Elektron-Loch-Paare zu einer Abschirmung des elektrischen Feldes an der Oberfläche. Dies hat zur Folge, dass die Energie-Bänder mit zunehmender Leistung abflachen. In diesem Fall nimmt die örtliche Überlappung der Elektron-Loch-Paare zu

und ein partieller Elektronentransport zur Oberfläche (Transport (2) in Abbildung 5.19) wird wahrscheinlich. Hieraus resultieren kürzere Ladungsträgerlebensdauern und zunehmende nichtstrahlende Verluste über Oberflächenzustände. Diese Vorstellung korreliert mit der experimentell erfassten abnehmenden Lebensdauer in Abbildung 5.15 und der sinkenden optischen Effizienz in Abbildung 5.17 für steigende Anregungsleistungen. Somit können Verluste über die Oberflächen als wesentliche Ursache für die sinkende optische Effizienz mit steigender Anregungsleistung angenommen werden.

Im Vergleich zur Probe B mit einer maximalen Ladungsträgerlebensdauer von 480 ps wird im *n*-dotierten Bereich der Probe A lokal eine längere Ladungsträgerlebensdauer bis zu 3,3 ns gemessen (vergl. Abbildung 5.15). Anhand des Modells B steht dieser Effekt in direktem Zusammenhang mit der lokal unterschiedlichen Dotierstoffkonzentration. Gemäß der Abbildung 5.18 und Abbildung 5.19 führt die angenommene geringe Dotierstoffkonzentration der Probe A mit  $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  zu einer Verarmung bzw. Verbiegung der Bänder über den gesamten Querschnitt des Nanodrahtes. Das elektrische Feld im Nanodraht führt somit zu einer örtlichen Trennung der Ladungsträger, so dass die Rekombination (Rekombinationspfad (1)) in Probe A mit einer erhöhten Lebensdauer verbunden ist. Dieser Prozess ist in der Abbildung anhand der schräg eingezeichneten gelben Pfeile angedeutet. Die geringere Ladungsträgerlebensdauer im *n*-dotierten Gebiet der Probe B (Abbildung 5.15) lässt sich anhand des Modells auf die kürzere Verarmungszone zurückführen. Dabei ermöglicht eine stärkere örtliche Überlappung der Elektron-Loch-Paare im Zentrum des Nanodrahtes eine Lebensdauer, welche im Vergleich zur Probe A reduziert ist. Die kürzere strahlende Lebensdauer ist in der Abbildung 5.19 im rechten Bild anhand eines senkrecht verlaufenden gelben Pfeils dargestellt, welcher den strahlenden Rekombinationspfad (1) qualitativ repräsentiert.

Die Verkürzung der Lebensdauer im Bereich kurzer Zeiten kann für beide Proben A und B (Abbildung 5.15) bzw. beide Dotierstoffkonzentrationen ebenfalls durch den Ladungsträgertransport zur Oberfläche erklärt werden. So bewirkt die im Bereich kurzer Zeiten noch erhöhte Ladungsträgerdichte eine verstärkte Abschirmung des Feldes, so dass die Verluste über die Oberfläche hier am höchsten sind. Für längere Zeiten sinkt die Ladungsträgerdichte und die Verkrümmung der Bänder nimmt aufgrund der sinkenden Abschirmung wieder zu, so dass der anfängliche Verlust über die Oberfläche nach dem Modell reduziert wird. Diese Vorstellung deckt sich damit, dass nach einer anfänglichen Verkürzung der Lebensdauer der Zerfall für beide Proben A und B durch eine längere Lebensdauer dominiert wird.

Ortsaufgelöste PL-Messungen haben im *n*-dotierten Bereich der Probe B eine sinkende PL-Intensität in Richtung Nanodrahtfuß gezeigt (Abbildung 5.13). Die reduzierte PL-Intensität geht dabei einher mit einer anteiligen Zunahme eines schnellen Zerfalls für kleine Zeiten (Abbildung 5.16). Nach den Analysen dieser Arbeit kann von einer abnehmenden Dotierstoffkonzentration in Richtung Nanodrahtfuß ausgegangen werden,

wie sie in Abbildung 5.5 qualitativ auf Basis der PL-Spektren aus Abbildung 5.3 abgeschätzt ist. Nach dem hier diskutierten Modell B führt die sinkende Dotierstoffkonzentration in Richtung Nanodrahtfuß zu einer abnehmenden Bandverbiegung und somit zu reduzierten Barrieren zur Oberfläche (vergl. Abbildung 5.18). Somit wird bei konstanter Anregungsleistung das elektrische Feld durch die optisch injizierten Ladungsträger immer effizienter abgeschirmt, so dass der Transport von Elektronen zur Oberfläche und somit nichtstrahlende Verluste zunehmen.

In der folgenden Abbildung 5.20 ist das simulierte Bändermodell für einen  $p$ -dotierten GaAs-Nanodraht zu sehen. Auch hier ist die Bandstruktur unter Berücksichtigung einer Oberflächenverarmung über den Querschnitt des Nanodrahtes mit einem Durchmesser von 200 nm aufgetragen. Die Simulation ist für die nominelle Dotierstoffkonzentration für den  $p$ -dotierten Bereich mit  $p = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [217] durchgeführt, wie sie bei den lokalen PL-Messungen insbesondere bei Probe A aufgrund des langen  $p$ -dotierten Gebiets ( $> 10 \mu\text{m}$ ) als erreicht angenommen werden kann.

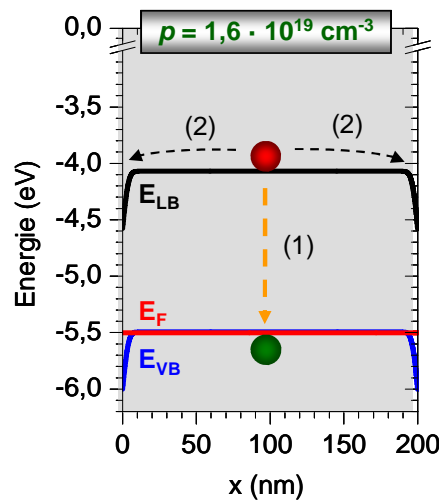


Abbildung 5.20: Simuliertes Banddiagramm für das  $p$ -dotierte Gebiet der GaAs-Nanodrähte unter Einbeziehung von Oberflächeneffekten bei Raumtemperatur. Dabei ist eine lokale Dotierstoffkonzentration von  $p = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  angenommen. Die Pfeile deuten Rekombinations- (1) und Transportpfade (2) der Ladungsträger an.

Wie der Abbildung 5.20 entnommen werden kann, sind die Energiebänder im Falle einer  $p$ -Dotierung unter Einbeziehung einer Oberflächenverarmung entgegengesetzt zur  $n$ -Dotierung nach unten verbogen. Bei einem angenommenen Oberflächenpotential von  $\varphi_{s,p} = 0,5 \text{ V}$  [230], [231] kann die Länge der Verarmungszone bei der gegebenen Dotierstoffkonzentration nach Gleichung (1.78) auf einen Wert von  $d_{sdw} = 7 \text{ nm}$  abgeschätzt werden.

Im Falle der  $p$ -dotierten Regionen forciert die nach unten gerichtete Verbiegung der Bänder bzw. die für Elektronen nicht mehr vorhandene Barriere unabhängig von der Dotierstoffkonzentration einen Transport der Elektronen zur Oberfläche (gemäß dem

skizzierten Pfad (2)). Somit werden nach dem Modell B für den  $p$ -dotierten Bereich starke nichtstrahlende Verluste erwartet, welche sich in den Experimenten für alle Anregungsleistungen in den sehr niedrigen PL-Intensitäten und einem sehr schnellen Zerfall mit einer Lebensdauer von nur einigen Pikosekunden äußern. Die gemessene extrem kurze Zerfallszeit im  $p$ -dotierten Gebiet bekräftigt die Rolle des Transports von Minoritätsladungsträgern zur Oberfläche. Die Beweglichkeit von Elektronen ist mit Werten von  $\mu = 9000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gegenüber  $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei Löchern für *Bulk*-GaAs [91] deutlich höher, so dass Elektronen im  $p$ -dotierten Gebiet deutlich effizienter zur Oberfläche gelangen als Löcher im  $n$ -dotierten Gebiet. Des Weiteren wird in [82] für analog gewachsene GaAs-Nanodrähte mit einem Wert von  $4 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für das  $p$ -dotierte Gebiet berichtet, welche gegenüber einem Wert von  $3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$  im  $n$ -dotierten Gebiet um eine Größenordnung höher ist, so dass auch diese Eigenschaft mit der extrem kurzen Ladungsträgerlebensdauer im  $p$ -dotierten Gebiet der GaAs-Nanodrähte einhergeht.

Der mit dem Modell B beschriebene Einfluss der Oberfläche auf die Ladungsträgerdynamik innerhalb der  $pn$ -dotierten GaAs-Nanodrähte beschreibt gut die beobachteten optischen Eigenschaften, so dass den Oberflächen eine dominierende Rolle hinsichtlich nichtstrahlender Verlustmechanismen zugeteilt werden kann [68]. Dennoch kann insbesondere im  $p$ -dotierten Bereich eine zusätzliche nichtstrahlende Rekombination über etwaig vorhandene Defekte nicht als eine weitere Ursache für die schnelle Lebensdauer und die geringen relativen optischen Effizienzen ausgeschlossen werden.

## 6 Optische Charakteristika von GaAs/GaInP-Nanodrahtstrukturen

Die optischen Untersuchungen an axial *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähten in Kapitel 5 haben gezeigt, dass im *p*-dotierten Bereich eine hohe Rate nichtstrahlender Verluste über Oberflächenzustände auftritt. Der negative Einfluss von GaAs-Oberflächen auf die optischen Eigenschaften von Nanodrähten wird auch in der Literatur beschrieben [113], [69]. EBIC-Untersuchungen an vergleichbaren axial *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähten belegen ebenfalls, dass der Ladungsträgertransport und die Ladungsträgerlebensdauern durch die Oberflächenverluste stark limitiert werden [151]. Der hohe Einfluss von Oberflächenzuständen auf die Rekombinationsprozesse wird insbesondere in Nanodrähten auf das erhöhte Verhältnis aus Oberfläche zu Volumen zurückgeführt. Dabei werden die nichtstrahlenden Rekombinationsprozesse über Oberflächenzustände für eine im Vergleich zu Volumen-Material deutlich reduzierte Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger verantwortlich gemacht. Zur Vermeidung derartiger Verluste wird neben chemischen Oberflächenbehandlungen [232], [233] in der Regel eine zusätzliche Schicht auf die Nanodrahtoberfläche aufgewachsen, mit welcher Oberflächenzustände effektiv passiviert werden können. In der Literatur werden GaAs-Nanodrähte daher häufig mit einer dünnen Halbleiter-Schicht, wie AlGaAs [69], [113], [114], [115], AlInP [70], GaAsP [234] oder auch GaInP [64], [235] bedeckt.

Auch für den axial *pn*-dotierten GaAs-Nanodraht in Kapitel 5 verspricht eine Passivierung der Oberflächenzustände insbesondere im *p*-dotierten Gebiet eine Reduzierung der nichtstrahlenden Verluste. Dies wiederum würde gleichzeitig eine Steigerung der photovoltaischen Effizienz erwarten lassen, welche bisher zu max. 10 – 12 % ermittelt worden ist. Zur Untersuchung des Einflusses einer Oberflächenpassivierung auf die optischen Charakteristika ist daher auf undotierte GaAs-Nanodrähte in radialer Richtung eine GaInP-Schicht aufgewachsen worden. Deren Einfluss soll anhand spektral und zeitaufgelöster PL-Messungen im Rahmen des Kapitels demonstriert und diskutiert werden. Wie in Abschnitt 1.1.4 beschrieben bildet GaInP zu GaAs einen Typ-II-Hetero-Übergang (siehe Abbildung 1.6), so dass Elektron-Loch-Paare in radialer Richtung durch die Banddiskontinuität getrennt werden können. Dies stellt insbesondere für radial aufgebaute photovoltaische Nanodrahtstrukturen einen vorteilhaften Aspekt dar. So ist auf Basis der hier untersuchten Nanodrähte eine radiale *n*-GaAs/GaInP/*p*-GaAs-*core-shell*-Struktur realisiert worden, mit welcher eine photovoltaische Effizienz von bis zu 4,7 % unter AM1,5G-Bedingungen erreicht wird [65].

Nach Vorstellung der hier untersuchten GaAs/GaInP-*core-shell*-Nanodrahtstrukturen, sowie einer kurzen Beschreibung des Wachstumsprozesses werden in den folgenden Abschnitten spektral- und zeitaufgelöste PL-Messungen den Effekt einer GaInP-



Passivierung demonstrieren. Insbesondere die zeitaufgelösten Messungen eröffnen dabei in Ergänzung zu PL-Spektren einen interessanten Einblick in die Rekombinationsdynamik innerhalb der GaAs/GaInP-*core-shell*-Struktur. Abschließend wird ein Vergleich zwischen der PL eines unpassivierten und eines mit GaInP passivierten GaAs-Nanodrahtes den Effekt der Oberflächenpassivierung auf die optischen Eigenschaften hinsichtlich nichtstrahlender Rekombinationsprozesse demonstrieren.

## 6.1 Herstellung und struktureller Aufbau

Analog zu den in Kapitel 5 untersuchten Nanodrähten sind auch hier die undotierten GaAs-Nanodrähte mittels der MOVPE und des VLS-Wachstums mit Au als Katalysator gewachsen. Dabei ist das Wachstum der Nanodrähte im Kern der *core-shell*-Struktur mit Ausnahme der Dotierstoffzugabe bei den *pn*-dotierten Nanodrähten analog zu den Beschreibungen in Abschnitt 5.1. Jedoch weisen die hier undotierten Nanodrähte eine geringere Länge von ca. 10 – 12  $\mu\text{m}$  und einen Durchmesser von ca. 100 nm auf. Das radiale Wachstum der  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Schicht wird nach dem Wachstum der Nanodrähte durch einen Anstieg der Wachstumstemperatur auf 650 °C initiiert. Als Precursor werden hierbei Trimethyl-Gallium (TMGa), Trimethyl-Indium (TMIn) und Tertiär-Butyl-Phosphin (TBP) verwendet. TMGa und Tertiär-Butyl-Arsen (TBAs) kommen als Precursor für das Wachstum des GaAs-Nanodrahts zum Einsatz. Für weitere Details hinsichtlich des Wachstums der *core-shell*-Strukturen sei an dieser Stelle auf weitere Literatur verwiesen [65].

Nach dem Wachstum sind auch hier die Nanodrähte vom Wachstumssubstrat entfernt und zur optischen Analyse mittels einer Lösung auf ein nicht lumineszierendes Substrat transferiert worden. In der folgenden Abbildung 6.1 ist eine REM-Aufnahme eines gewachsenen GaAs/GaInP-Nanodraht-Feldes sowie eine schematische Darstellung der radialen GaAs/GaInP-*core-shell*-Nanodrahtstruktur dargestellt, welche für optische Untersuchungen auf ein Si-Substrat transferiert wurde.

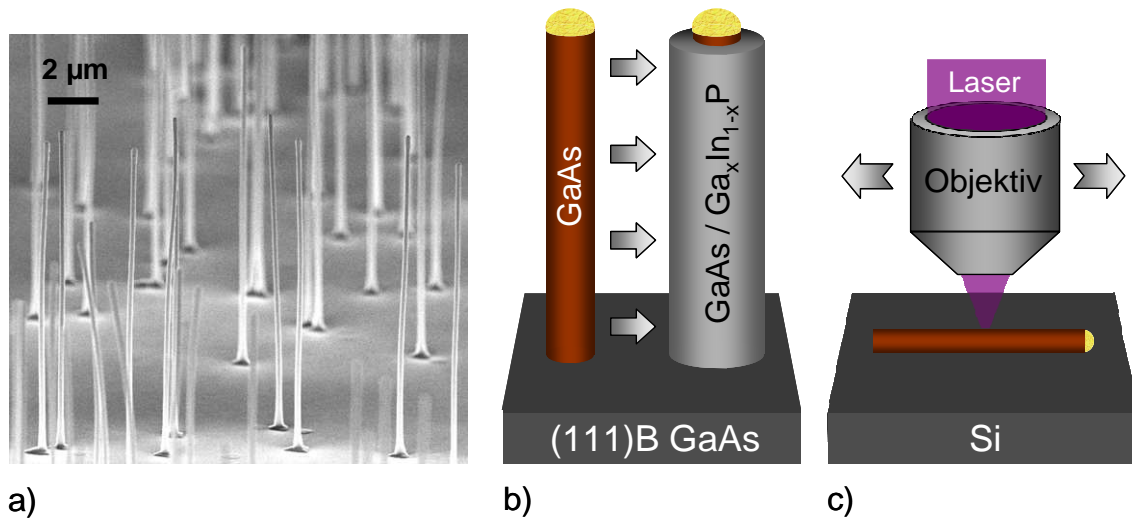


Abbildung 6.1: a) REM-Aufnahme eines gewachsenen Feldes von GaAs/GaInP-core-shell-Nanodrahtstrukturen [236]. b) Schematische Abbildung der Nanodrahtstruktur vor und nach der GaInP-Passivierung. c) Auf Si transferierter Nanodraht, welcher mittels eines Objekts orts aufgelöst optisch durch einen Laser untersucht werden kann.

In der REM-Aufnahme in Abbildung 6.1a sind gut die einzelnen in einem Abstand von ca. 2 µm stehenden Nanodrahtstrukturen zu sehen. Darüber hinaus können bei genauer Betrachtung die aus dem VLS-Wachstum resultierenden Au-Partikel an der Spitze der Nanodrähte erkannt werden. In Abbildung 6.1b ist schematisch der GaAs-Nanodraht vor und nach der radialen Passivierung durch die Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P-Schicht dargestellt. Die Wachstumsbedingungen sind so eingestellt, dass die Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P-Schicht nominell eine Komposition von  $x \approx 0,5$  (Probe M4260) aufweist. Somit sollte gewährleistet sein, dass die Schicht gitterangepasst auf der GaAs-Nanodrahtoberfläche wächst, so dass eine gute kristalline Qualität der Schicht ohne interner Verspannung [235] sowie eine optimale Passivierung der Oberflächenzustände erwartet werden kann. Die nominelle Dicke der GaInP-Schicht beträgt dabei 50 nm. Im Gegensatz zur nominell undotierten GaInP-Schicht wird für die VLS-gewachsenen GaAs-Nanodrahtkerne eine schwache *p*-Hintergrunddotierung angenommen. Diese wird auf C-Verunreinigungen zurückgeführt, welche während des Wachstums in der MOVPE-Anlage im Nanodraht eingebaut werden [216]. Dabei wird eine Dotierstoffkonzentration von  $p \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  vermutet. Hieraus lassen sich nach Gleichung (1.78) mit  $\epsilon_r(\text{GaAs}) \approx 12,8$  [229] und  $\phi_{s,p} = 0,5 \text{ V}$  [230], [231] für die Verarmungszone Längen  $d_{sdw}$  von 841 nm bis 278 nm berechnen. Die Längen der Verarmungszonen entsprechen somit einem Vielfachen des Nanodrahtdurchmessers mit  $d_{NW} \approx 100 \text{ nm}$ , so dass der Nanodraht als vollständig verarmt angesehen werden kann.

## 6.2 Optische Analyse der Rekombinationsprozesse

Zur Untersuchung der Rekombinationsdynamik in der Nanodrahtstruktur ist die PL eines einzelnen GaAs/Ga<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P-core-shell-Nanodrahtes sowohl spektral als auch zeitaufgelöst gemessen worden. Die Variation der Anregungsleistung über mehr als zwei Größenordnungen soll dabei Einflüsse nichtstrahlender Rekombinationsprozesse sichtbar machen. In der folgenden Abbildung 6.2a sind für verschiedene Anregungsleistungen zunächst zeitintegrierte PL-Spektren eines einzelnen passivierten Nanodrahtes zu sehen.

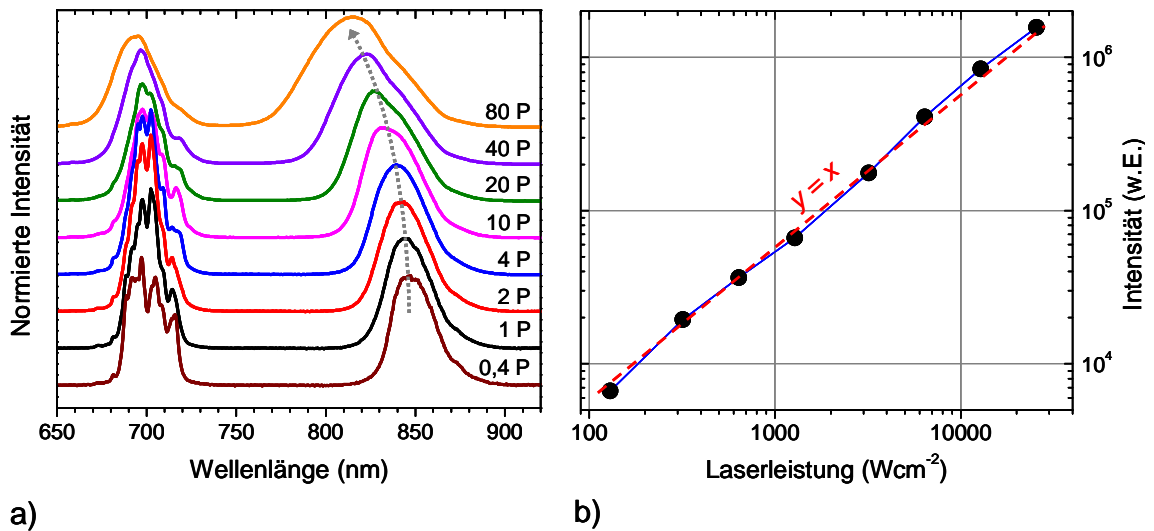


Abbildung 6.2: a) Normierte zeitintegrierte PL-Spektren eines einzelnen GaAs/Ga<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P-core-shell-Nanodrahtes (M4260), lokal im Bereich der Nanodrahtspitze bei einer Umgebungstemperatur von 7 K und einer Anregungswellenlänge von 400 nm für verschiedene Anregungsleistungen mit  $P = 320 \text{ Wcm}^{-2}$  gemessen. b) Maximale PL-Intensität der langwelligen Emission  $> 750 \text{ nm}$  über die Anregungsleistung.

Das Spektrum der GaAs/Ga<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P-core-shell-Struktur weist zwei Emissionen auf. Die kurzwellige Emission bei ca. 700 nm ist auf Rekombination innerhalb der GaInP-Schale zurückzuführen. Die langwellige Emission um 850 nm wird durch strahlende Rekombination aus dem Bereich des Nanodrahts verursacht.

Die Emission bei ca. 700 nm weist mehrere scharfe Peaks auf, welche mit steigender Anregungsleistung verschwinden. Derartige Peaks werden ebenfalls in der Literatur beobachtet und auf lokale Variationen der Materialkomposition in GaInP zurückgeführt [235]. Die Peaks entstehen dabei über die Rekombination lokalisierter Ladungsträger, welche zu höheren Leistungen gesättigt werden, so dass die Peaks im Spektrum nicht mehr sichtbar sind.

Die PL-Emission um 850 nm aus dem Bereich des Nanodrahtkerns zeigt mit steigender Leistung eine starke Wellenlängenverschiebung zu höheren Energien sowie eine spektrale Verbreiterung, so dass die Halbwertsbreite von FWHM ( $130 \text{ Wcm}^{-2}$ ) = 27 nm auf FWHM ( $12,8 \text{ kWcm}^{-2}$ ) = 57 nm zunimmt. Gleichzeitig steigt die PL-Intensität, wie

der Abbildung 6.2b entnommen werden kann, über den gesamten Leistungsbereich nahezu linear mit der Anregungsleistung an, so dass nichtstrahlende Verluste vernachlässigbar scheinen. An dieser Stelle sei jedoch angemerkt, dass etwaige nichtstrahlende Verluste über thermisch aktivierte Defekte bei der Tieftemperaturmessung nahezu unterdrückt werden.

Die im Vergleich zur Bandlückenenergie von GaAs ( $E_g \approx 1,519$  eV) niedrigere PL-Energie bei ca. 1,46 eV ( $\lambda = 850$  nm) bis 1,49 eV ( $\lambda = 830$  nm) über einen weiten Bereich unterschiedlicher Laserleistungen deutet einen Rekombinationsprozess an, welcher sich aufgrund einer potentiellen kristallinen Verspannung des Nanodraht-Kerns oder des GaAs/GaInP-Typ II-Übergangs ergeben kann.

Nach [235] können tensil oder kompressiv verspannte  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Schalen eine Änderung der PL-Energie für den GaAs-Nanodrahtkern hervorrufen. Eine tensile Verspannung tritt dabei für Ga-Gehalte von  $x < 0,51$  auf, während für  $x > 0,51$  die Verspannung kompressiv ist. Im Rahmen dessen übt eine nicht mehr gitterangepasste Schale eine Verspannung auf den Nanodrahtkern aus, so dass im Falle einer tensilen Verspannung strahlende Rekombination mit niedrigerer Energie auftritt. Wenn angenommen wird, dass die kurzwellige PL in Abbildung 6.2a durch eine Verspannung verursacht wird, so würde die  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ -Schale nach [235] einen Ga-Gehalt von  $x \approx 0,45$  aufweisen. Die Energie der PL aus der  $\text{Ga}_{0,45}\text{In}_{0,55}\text{P}$ -Schale würde in diesem Fall in einem Bereich um ca. 1,85 eV ( $\lambda = 670$  nm) liegen [235]. Die detektierte Wellenlänge der Emission um 700 nm in Abbildung 6.2a ist mit einer Differenz von ca. 30 nm jedoch langwelliger. Darüber hinaus tritt nach [235] erst für ein 2/1-Dickenverhältnis von Schale zu Kern ein entsprechend großer Einfluss der Verspannung auf die optischen Eigenschaften auf. Im hier vorliegenden Fall ist das Verhältnis mit 1/2 von Schale zu Nanodraht reziprok, so dass etwaig vorhandene Verspannungen vermutlich nur einen geringen Einfluss ausüben.

Alternativ kann zu einer Verspannung die lange Wellenlänge um 850 nm auch durch den Typ II-Übergang des GaAs-Nanodrahtkerns zur GaInP-Schale hervorgerufen werden. Dabei führt die Banddiskontinuität zu einer verringerten Rekombinationsenergie, wenn Elektronen aus der GaInP-Schale mit Löchern im GaAs-Nanodrahtkern rekombinieren. Die folgende Abbildung 6.3 verdeutlicht das Prinzip anhand eines simulierten Bändermodells für einen 100 nm dicken GaAs-Nanodraht und einer radial aufgetragenen GaInP-Schicht mit einer Dicke von 50 nm. Es sei darauf hingewiesen, dass bei der Simulation keine Verspannung berücksichtigt ist und die Berechnung für Raumtemperatur gilt.

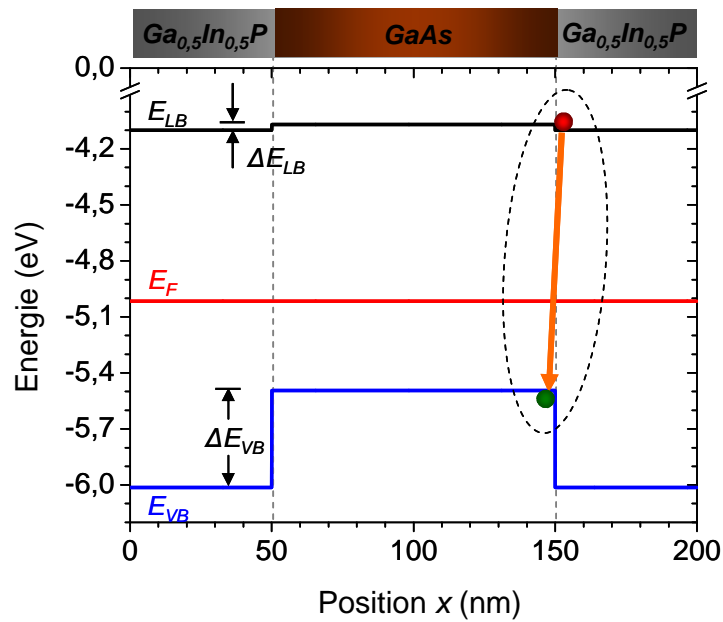


Abbildung 6.3: Simuliertes Banddiagramm für den Querschnitt eines GaAs/Ga<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P-core-shell-Nanodrahts bei Raumtemperatur. Der rote und der grüne Punkt deuten ein Elektron im Leitungsband (LB) und ein Loch im Valenzband (VB) an.  $E_F$  entspricht der Fermi-Energie. Der Pfeil repräsentiert einen Rekombinationspfad an der Halbleitergrenzfläche.

Der Bandverlauf führt dazu, dass ein optisch erzeugtes Elektron-Loch-Paar an der Halbleitergrenzfläche getrennt wird. Dabei wird das Loch durch die Valenzbanddiskontinuität im Nanodrahtkern gehalten. Das Elektron wird dagegen mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit in der energetisch günstigeren GaInP-Schale lokalisiert sein. Die Rekombination dieses Elektron-Loch-Paares würde mit einer im Vergleich zu GaAs reduzierten PL-Energie bzw. einer längeren Wellenlänge einhergehen. Gleichzeitig führt die örtliche Trennung zu einer verlängerten Lebensdauer.

Zur weiteren Diskussion der ursächlichen Rekombinationsprozesse, welche zu der spektralen Verschiebung und Verbreiterung des PL-Spektrums führen, sind in der folgenden Abbildung 6.4a zeitaufgelöste Zerfallskurven der PL für die verschiedenen Anregungsleistungen zu sehen.

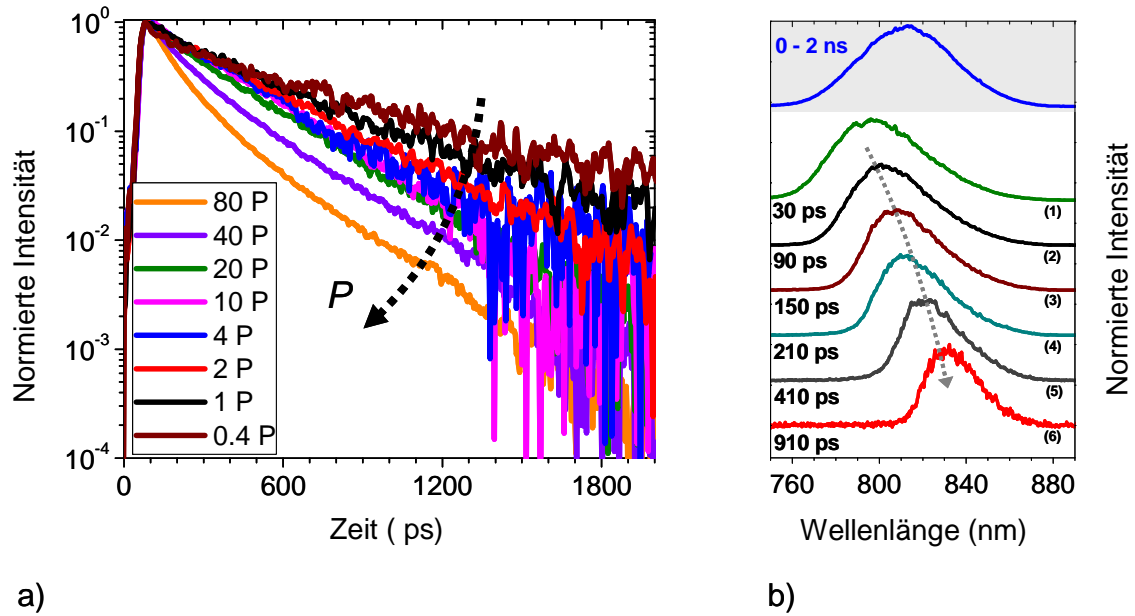


Abbildung 6.4: a) Spektral integrierte Zerfallskurven der langwelligen PL-Emission ( $> 750$  nm) für unterschiedliche Anregungsleistungen ( $P = 320 \text{ Wcm}^{-2}$ ) bei einer Laserwellenlänge von 400 nm und 7 K. b) Zeitintegrierte Spektren der PL zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laserpuls bei  $25,6 \text{ kWcm}^{-2}$  (80P). Das oberste Spektrum (0 – 2 ns) entspricht dem zeitintegrierten Spektrum von 0 bis 2 ns. Die Spektren sind aus den Streak-Messungen extrahiert.

Für steigende Leistungen zeigt sich eine Verringerung der Lebensdauer. Dabei können Lebensdauern von 600 ps bei  $130 \text{ Wcm}^{-2}$  bis 300 ps bei  $1,3 - 12,8 \text{ kWcm}^{-2}$  aus den Zerfallskurven extrahiert werden. Während im Bereich kleiner Leistungen die PL einen nahezu mono-exponentiellen Zerfall aufweist, werden die Zerfallskurven für Leistungen  $> 3,2 \text{ kWcm}^{-2}$  durch eine schnelle anfängliche Zerfallskomponente verformt. Dabei wird die schnelle Komponente mit steigender Leistung immer ausgeprägter. Zur energetischen Zuordnung der gemessenen Zerfallskomponenten sind aus der Streak-Messung bei  $25,6 \text{ kWcm}^{-2}$  (80 P) Spektren zu unterschiedlichen Zeiten extrahiert worden. Wie der Abbildung 6.4b entnommen werden kann, zeigt die PL über eine Zeit von ca. 1 ns eine deutliche Rot-Verschiebung. Die lange Zerfallskomponente mit einer Lebensdauer von 300 ps kann dabei langwelligen PL-Emissionen bis ca. 830 nm zugeordnet werden. Die anfängliche Zerfallskomponente mit verkürzter Lebensdauer ist mit einer blau-verschobenen PL verbunden, welche für Zeiten von 30 – 90 ps bei Wellenlängen  $\leq 800$  nm gemessen wird.

Bereits in Abschnitt 5.4.3 ist die Dynamik für strahlende Rekombination beschrieben, welche für hohe Ladungsträgerdichten oberhalb der Dotierstoffkonzentration auftritt. Danach wird für große Laserleistungen und somit hoher Dichte injizierter Ladungsträger mit  $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$  das Band aufgefüllt. Gemäß Gleichung (5.10) tritt dabei im Bereich kurzer Zeiten eine Verkürzung der Lebensdauer auf, so dass eine Verformung der Zerfallskurve eintritt, wie sie auch bei den Zerfällen in Abbildung 6.4a

beobachtet wird. Für lange Zeiten bzw. niedrige Ladungsträgerdichten ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) wird der Zerfall durch eine längere Lebensdauer bestimmt gemäß der Gleichung (5.11). Insbesondere aufgrund der geringen Dotierung ( $p \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) und dem detektierten linearen Anstieg der PL-Intensität mit der Leistung kann der Zerfall bei hoher Laserleistung tatsächlich durch strahlende Rekombination freier Ladungsträger verursacht sein, welche aufgrund der hohen lokalen Dichte niedrigere Rekombinationszeiten aufweisen. Auch die beobachtete Blau-Verschiebung des PL-Spektrums zu kurzen Zeiten nach dem Puls steht dazu nicht im Widerspruch.

Im Bereich kleiner Leistungen hat die langwellige PL gegenüber der GaAs-Bandlückenenergie bereits eine Rekombination lokal separierter Ladungsträger an der Halbleitergrenzfläche vermuten lassen. Diese Vorstellung wird durch die zeitaufgelöste Messung bestätigt, wonach der PL eine lange Ladungsträgerlebensdauer im Bereich von ca. 600 ps zugeordnet werden kann. Die langsame, aber kontinuierliche Verkürzung der langen Zerfallskomponente mit steigender Anregungsleistung passt zur einsetzenden Bandauffüllung des Leitungsbandes. Aufgrund der geringen Banddiskontinuität im Leitungsband können die Elektronen dabei die Energie-Barriere zu GaAs überwinden und die lokale Separation zu den Löchern wird weiter verringert. Die einsetzende Blau-Verschiebung des PL-Spektrums steht dazu in Einklang.

### 6.3 Effizienz und Lebensdauer in Abhängigkeit der Passivierung

Nachdem die optischen Charakteristika eines GaAs/GaInP-*core-shell*-Nanodrahtes diskutiert wurden, soll innerhalb dieses Abschnitts kurz die Auswirkung einer Passivierung der Oberflächenzustände eines GaAs-Nanodrahtes mit Hilfe einer aufgetragenen GaInP-Schicht demonstriert werden. Dazu wird im Folgenden die PL des GaInP-passivierten GaAs-Nanodrahtes direkt mit der PL eines nicht passivierten GaAs-Nanodrahtes verglichen.

In der Abbildung 6.5 sind zeitintegrierte PL-Spektren und zugehörige Zerfallskurven zu sehen, welche lokal in der Nähe der Nanodraht-Spitze des GaInP-passivierten und eines nicht passivierten GaAs-Nanodrahts gemessen worden sind.

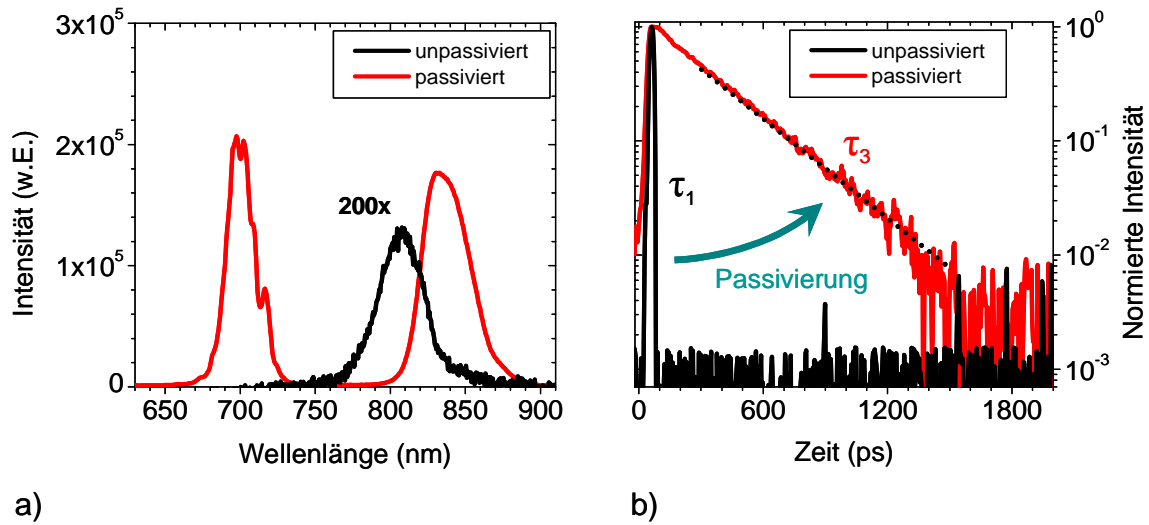


Abbildung 6.5: a) Zeitintegrierte PL-Spektren und b) spektral integrierte Zerfallskurven der langwelligen Emissionen ( $> 750$  nm) für einen unpassivierten GaAs-Nanodraht (schwarz) und einen GaAs/Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P-core-shell-Nanodraht (rot) mit nominell gitterangepasster Komposition von  $x = 0,5$ . Die PL ist lokal bei einer Anregungswellenlänge von 400 nm und einer Leistung von  $3,2 \text{ kWcm}^{-2}$  bei einer Umgebungstemperatur von 7 K in der Nähe der Nanodrahtspitze gemessen.

Das PL-Spektrum des unpassivierten Nanodrahts in der Abbildung 6.5a zeigt eine Emission, welche mit einer FWHM von 35 nm bei ca. 810 nm leicht oberhalb der Bandlückenenergie für ZB-GaAs ( $E_g = 1,519 \text{ eV}$ ) [91] zentriert ist. Aufgrund der geringen PL-Intensität des unpassivierten Nanodrahts im Vergleich zur PL des GaInP-passivierten Nanodrahts bei gleicher Anregungsleistung von  $3,2 \text{ kWcm}^{-2}$ , ist die PL-Intensität des unpassivierten Nanodrahts hier mit einem Faktor von 200 multipliziert worden. Der Vergleich zeigt somit, dass die Passivierung mit einer GaInP-Schicht zu einer ca. 200-fachen PL-Intensität führt, so dass nichtstrahlende Verluste über Oberflächenzustände um den gleichen Faktor entsprechend reduziert werden können. Die in der Abbildung 6.5b dargestellten normierten Zerfallskurven entsprechen dem zeitlichen Verlauf der PL-Emissionen im langwelligen Bereich  $> 750$  nm. Auch die Ladungsträgerlebensdauer, welche bei dem unpassivierten GaAs-Nanodraht mit einem Wert von  $\tau_1 \leq 4 \text{ ps}$  an der Auflösungsgrenze durch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse geprägt ist, wird nach Passivierung mit einer GaInP-Schicht um nahezu 2 Größenordnungen auf einen Wert von  $\tau_2 \approx 300 \text{ ps}$  erhöht. Dieser Anstieg der Lebensdauer verdeutlicht ebenfalls die deutlich reduzierte Rate nichtstrahlender Rekombination für die hier untersuchte GaAs/GaInP-Nanodrahtstruktur.



## Zusammenfassung

Für lichtemittierende und photovoltaische Applikationen bilden III-V-Halbleiter-Nanostrukturen die Grundlage für höchste Effizienzen. Im Rahmen dessen besitzen Nanodrahtstrukturen das Potential Schichtstrukturen langfristig zu ersetzen. Die wesentlichen Vorteile von Nanodrahtstrukturen ergeben sich aus der Geometrie, so dass das erhöhte Verhältnis aus Oberfläche zu Volumen die Aus- oder Einkopplung von Licht verbessert. Gleichzeitig können Heterostrukturen mit hohem Freiheitsgrad sowohl axial als auch radial realisiert werden. In axialer Richtung können dabei auch gitterfehlangepasste Halbleiter nahezu verspannungsfrei aufgewachsen werden, so dass z.B. *Tandem-Zellen* fast nach Belieben strukturiert werden können. Radiale III-N-*core-shell*-Strukturen sind im Gegensatz zu Schichtstrukturen feldfrei. Aufgrund der damit geringeren Ladungsträgerlebensdauern können solche Strukturen mit geringerer Ladungsträgerdichte bei gleicher Lichtausbeute betrieben werden und zudem schneller moduliert betrieben werden. Eine geringe Ladungsträgerdichte unterhalb des Effizienz-*Droops* wird aktuell mit hohem Aufwand auch bei polaren Schicht-LEDs angestrebt. Jedoch werden für sinkende Ladungsträgerdichten nichtstrahlende Verluste über Defekte dominanter, welche die maximale Effizienz von Halbleiterstrukturen im Niederinjektionsbereich limitieren. Darüber hinaus können insbesondere bei Nanodrähten zusätzliche Verlustprozesse über die Oberflächen Effizienzen spürbar limitieren. Die Weiterentwicklung von sowohl heutigen wie auch von zukünftigen Halbleiterstrukturen für lichtemittierende oder photovoltaische Anwendungen erfordert daher ein genaues Verständnis auftretender Verlustmechanismen.

Eine effektive Methode, Effizienz-limitierende Verlustmechanismen untersuchen zu können, ist die spektral- und zeitaufgelöste Photolumineszenz (PL) -Spektroskopie, anhand welcher Halbleiter-Nanostrukturen optisch charakterisiert und dynamische Ladungsträgermechanismen abgebildet werden können. Die Messung von entsprechenden Zerfallskurven und die Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer erlauben dabei einen tiefen Einblick in nichtstrahlende und strahlende Rekombinationsprozesse. In Ergänzung können photoelektrische Messungen Verluste über parasitären Ladungsträgertransport sichtbar machen und erlauben eine Abbildung elektrischer und photoelektrischer Parameter.

Im Rahmen der Arbeit sind die beschriebenen experimentellen Methoden angewandt worden, um blau-emittierende III-N-Schicht-LEDs und unpolare III-N-Nanodraht-LEDs sowie axial dotierte GaAs-Nanodrähte und GaAs/GaInP-*core-shell*-Strukturen hinsichtlich ihrer optischen und photoelektrischen Charakteristika sowie auftretender Verlustmechanismen zu untersuchen.

Für die untersuchten Schicht-LEDs mit einer Emissionswellenlänge im blauen Spektralbereich konnte bei Niederinjektion ein ineffizienter Betriebsbereich identifiziert

werden, welcher mit einem parasitär erhöhten Strom zwischen Spannungen und Strömen von 1,95 V und 2,45 V bzw. 640 nA und 100  $\mu$ A eingegrenzt werden kann. Die Messung eines Photostroms bzw. einer Photospannung bei optisch resonanter Anregung im *Multiple Quantum Well* (MQW) haben dabei einen parasitären Ladungsträger-*Escape* offenbart, welcher massive Ladungsträgerverluste aus den *Quantum Wells* (QWs) anzeigt. Im Rahmen dessen belegen zeitaufgelöste PL-Messungen im Leerlauf und Kurzschluss, dass die Verluste stark von der Bandverbiegung im aktiven Bereich bzw. von der externen Spannung abhängen. So konnten die entdeckten Verluste bei Photospannungen von ca. 2,45 V gesättigt werden, während im Kurzschlussfall auch für hohe Ladungsträgerdichten Verluste noch spürbar auftreten.

PL-Messungen bei Raum- und Tieftemperatur haben darüber hinaus eine starke Abhängigkeit der PL von polarisationsbedingten Effekten gezeigt. So konnten die piezoelektrischen Felder innerhalb der QWs qualitativ über deren Einfluss auf die Lebensdauer und Emissionswellenlänge abgebildet und untersucht werden. Nach den durchgeführten Analysen konnte dabei gezeigt werden, dass für externe Spannungen unterhalb von 1,95 V sowie für den Bereich großer Verluste im Kurzschlussfall eine Abschirmung der piezoelektrischen Felder in den QWs aufgrund der Diffusionsspannung vorliegt. Dieser Effekt führt zu einer deutlich verkürzten Ladungsträgerlebensdauer und einer hochenergetischen Emission bei ca. 442 nm. Für steigende Photospannungen nimmt die Bandverbiegung im QW aufgrund der sinkenden Abschirmung zu, so dass rekombinierende Ladungsträger innerhalb des Niederinjektionsbereichs deutlich längere Lebensdauern und zur EL vergleichbare Wellenlängen bei ca. 454 nm aufweisen. Eine Korrelation zum elektrischen Betrieb konnte darüber hinaus durch eine Gegenüberstellung der relativen Effizienzen über die Spannung und die Photospannung dargelegt werden.

Temperaturabhängige PL- und Photostrom-Messungen haben gezeigt, dass die Verluste durch *Escape* thermisch aktiviert sind. Aufgrund der gleichzeitigen Abhängigkeit von der Spannung wird der *Escape* daher auf einen Tunnelprozess über bandkanten nahe thermisch aktivierte und ionisierte Defekte innerhalb der Barrieren im MQW zurückgeführt. Verlust-Resonanzen bei wellenlängenselektiver optischer Anregung im QW unterstreichen die Vermutung von diskreten Defektzuständen innerhalb der Barriere. Eine eindeutige Identifizierung der potentiell beteiligten Defekte sowie des genauen Verlustprozesses ist auf Basis der bisherigen Daten und Informationen jedoch leider nicht möglich. Aufgrund der starken Spannungsabhängigkeit der Verluste bei optischer Anregung können Verluste über etwaige Defekte im QW jedoch ausgeschlossen oder als vernachlässigbar gewertet werden.

Radial strukturierte III-N-Nanodrahtstrukturen wurden mittels orts aufgelöster PL- und Elektrolumineszenz (EL) -Messungen untersucht. Ziel dabei war der messtechnische Nachweis einer blauen Emission aus dem radial gewachsenen MQW und die Untersuchung der Grenzen der Modulationsfähigkeiten. So haben spektral aufgelöste

Messungen für die Nanodraht-basierte LED-Struktur PL-Emissionen im Wellenlängenbereich von 430 nm und 450 nm nachgewiesen. Weiterhin konnten keine nennenswerten Verluste bei PL-Messungen mit variabler Anregungsleistung aufgedeckt werden. So sind mit der Laserleistung linear steigende PL-Intensitäten bei Raum- und Tieftemperatur (7 K) und nahezu konstante Zerfallskurven bzw. Lebensdauern bei 7 K gemessen worden. Dennoch sinken die Lebensdauern bei Erhöhung der Temperatur von 7 K bis auf Raumtemperatur von ca. 100 ps auf 20 ps. Da auch die jeweiligen PL-Intensitäten um einen vergleichbaren Faktor sinken, wird auf thermisch aktivierte Verlustmechanismen im MQW geschlossen.

Die vergleichsweise niedrigen Lebensdauern über einen weiten Leistungsbereich werden im Wesentlichen auf die unpolare und somit feldfreie MQW-Struktur in radialer Richtung zurückgeführt. So wird für eine polare Schicht-LED eine um drei Größenordnungen längere Lebensdauer im zweistelligen Nanosekunden-Bereich gemessen. Für eine elektrisch betriebene LED auf Basis eines Nanodraht-Arrays konnte schließlich gezeigt werden, dass aufgrund der kurzen Lebensdauern für die untersuchten III-N-Nanodraht-LEDs ein modulierter Betrieb mit einer Frequenz von bis zu 1,1 GHz möglich ist. Mit einer gemessenen An/Aus-Zeit (90 / 10%) von  $210 \pm 10$  ps konnte die Nanodraht-LED dabei ein- und ausgeschaltet werden.

Zur optischen Untersuchung der axial *pn*-dotierten GaAs-Nanodrähte ist im Rahmen der Arbeit zunächst das axiale Dotierstoffprofil mit Hilfe orts aufgelöster PL-Messungen an einzelnen Nanodrähten qualitativ nachgewiesen und der *pn*-Übergang im Rahmen der Ortsauflösung von ca. 1  $\mu\text{m}$  lokalisiert worden. Zur Untersuchung der photovoltaischen Eigenschaften ist die Erzeugung eines Photostroms bei orts aufgelöster Belichtung durch einen fokussierten Laser am *pn*-Übergang messtechnisch erfasst worden. Dabei steigt der Photostrom bei monochromatischer Bestrahlung durch einen Laser mit einer Wellenlänge von 640 nm linear mit der optischen Leistung bis hin zu Leistungen, die ca. dem 3600-fachen der Sonnenintensität entsprechen, an. Dies belegt das hohe Potential dieser Strukturen für die Entwicklung zukünftiger *Konzentratorzellen*. Für die höchste optische Leistungsdichte ergaben Abschätzungen dabei einen Füllfaktor von 0,58 und eine photovoltaische Effizienz von 10,2 % bei einem Photostrom von 83 nA und einer Leerlaufspannung von 0,9 V.

Hinsichtlich Effizienz-limitierender Faktoren haben orts- und zeitaufgelöste PL-Untersuchungen gezeigt, dass nichtstrahlende Verluste im GaAs-Nanodraht stark durch Oberflächeneffekte bestimmt werden. Dabei wurde ein deutlicher Unterschied zwischen den *n*- und *p*-dotierten Gebieten nachgewiesen, welcher sich in reduzierten Verlusten im *n*-dotierten Bereich und signifikant erhöhten Verlusten im *p*-dotierten Gebiet äußert. Nach den durchgeführten Analysen sind die ursächlichen Mechanismen auf die Oberflächenverarmung und die damit einhergehende spezifische Verbiegung der Energie-Bänder zurückzuführen.

Untersuchungen an epitaktisch passivierten GaAs-Nanodrähten mit einer Schicht aus GaInP haben darüber hinaus den negativen Einfluss unpassivierter Oberflächenzustände

in undotierten oder schwach  $p$ -dotierten GaAs-Nanodrähten bestätigt. So konnte nach Passivierung eines Nanodrahtes eine 200-fach erhöhte PL-Intensität gemessen werden, wobei auch die Ladungsträgerlebensdauer um nahezu 2 Größenordnungen von 4 ps auf 300 ps angestiegen ist. Somit kann mit Hilfe dieser Technologie eine erhebliche Reduzierung nichtstrahlender Verluste über Oberflächenzustände erreicht werden, so dass die Effizienz des Ladungsträgertransports und letztlich auch die Performance axialer GaAs-Nanodrahtstrukturen enorm verbessert werden kann.

## A. Anhang

### A.1. „Stretch“-Fit der Nanodraht-LED-Zerfallskurven

Die folgende Abbildung A.1 zeigt die Zerfallskurven aus Abbildung 4.7 für jede Anregungsleistung separat zusammen mit einem Fit, welcher nach Gleichung (4.1) errechnet ist.

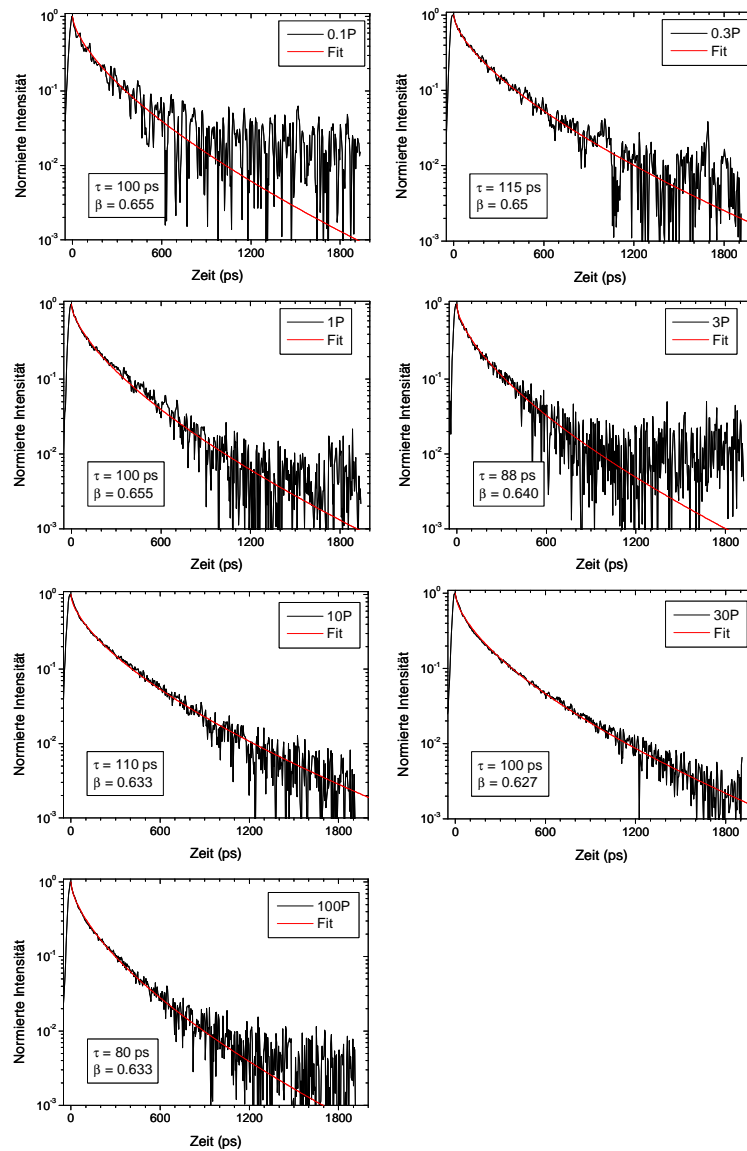


Abbildung A.1: Spektral integrierte Zerfallskurven einer einzelnen Nanodraht-LED-Struktur für verschiedene Anregungsleistungen ( $P = 1,3 \text{ kW/cm}^2$ ) bei einer Temperatur von 7 K. Die rote Linie entspricht einem Fit, welcher nach Glg. (4.1) mit angepassten Werten für die Lebensdauer  $\tau$  und dem „Stretch“-Parameter  $\beta$  errechnet ist.

Die folgende Abbildung A.2 zeigt die Zerfallskurven aus Abbildung 4.7 für jede Temperatur separat zusammen mit einem Fit, welcher nach Gleichung (4.1) errechnet ist.

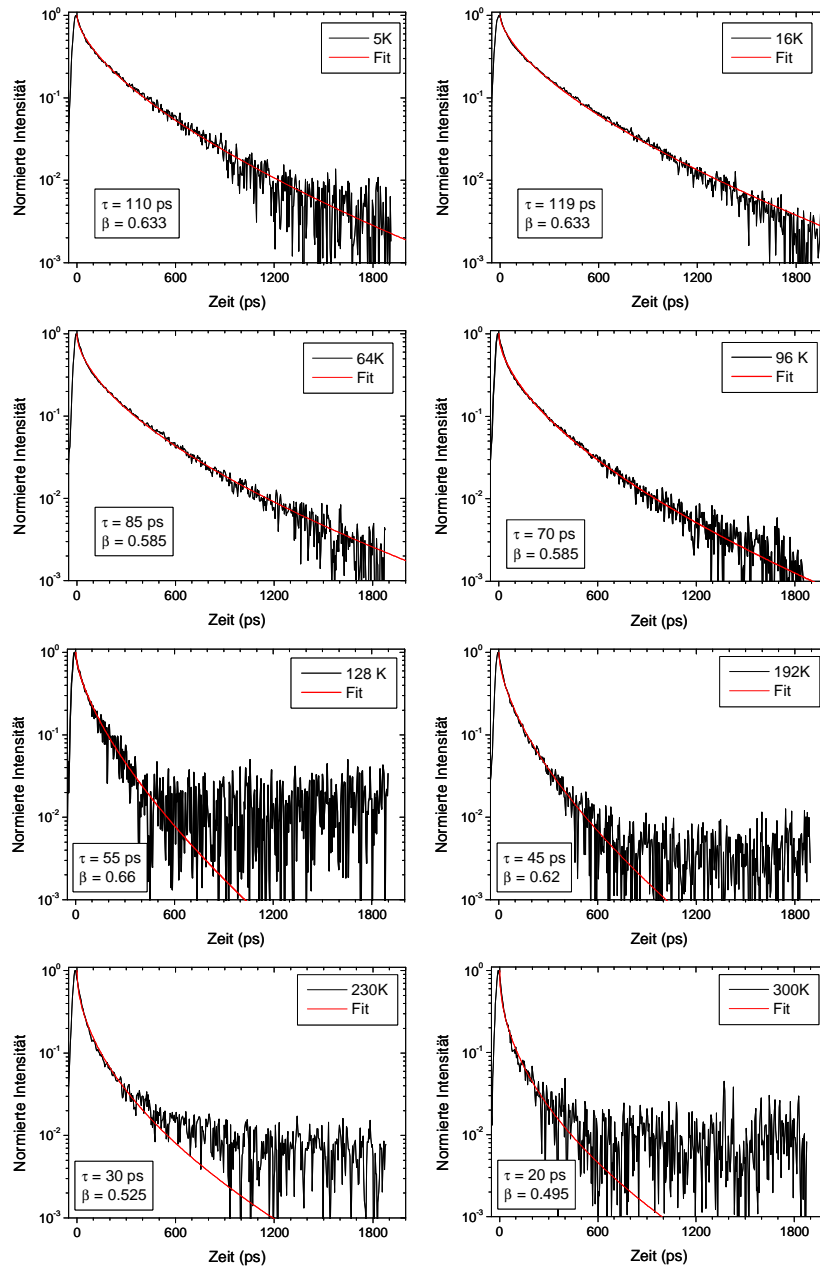


Abbildung A.2: Spektral integrierte Zerfallskurven einer einzelnen Nanodraht-LED-Struktur für verschiedene Temperaturen (7 K bis 300 K) bei einer Anregungsleistung von  $13 \text{ kW/cm}^2$ . Die rote Linie entspricht einem Fit, welcher nach Glg. (4.1) mit angepassten Werten für die Lebensdauer  $\tau$  und dem „Stretch“-Parameter  $\beta$  errechnet ist.

## A.2. Ausrichtung der Nanodraht-LED zur EL-Analyse

Das Prinzip bzw. die Durchführung der anfänglichen Justage und Ausrichtung der Probe soll anhand der folgenden Abbildung A.3 deutlich gemacht werden.

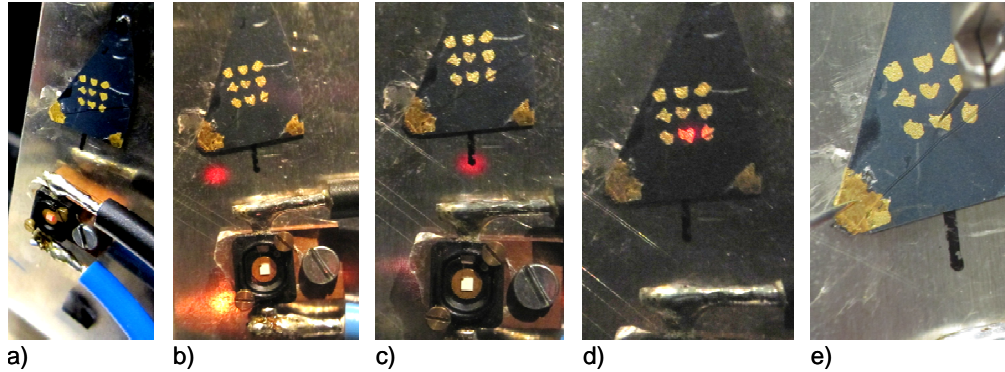


Abbildung A.3: Ausrichtung einer Nanodraht-LED (TE248) für die EL-Messung mit Hilfe einer zusätzlichen LED und eines Laserstrahls

In den Aufnahmen der Abbildung A.3 ist im oberen Bildbereich jeweils eine Nanodraht-LED zu sehen, während sich darunter die zur Justage zusätzlich montierte LED befindet. Die hier gezeigte Nanodraht-LED weist ein Feld von 6 Topkontakten auf, während sich zwei Substrat-Kontakte an den unteren beiden Ecken befinden. Die Inhomogenität der Kontakt-Pads dieser Probe (TE248) liegt darin begründet, dass hier vor dem Aufdampfen der Kontakte auf den aufwendigen technologischen Schritt der Elektronenstrahlolithographie verzichtet wurde. Stattdessen sind die Kontakt-Pads mit Hilfe einer aufgebrachten Aluminium-Folienmaske mit „handgestochenen“ Löchern realisiert worden. Der Chip der zusätzlich montierten LED in der Abbildung ist in ein schwarzes Gehäuse gefasst und kann gut an dessen weißer Farbe erkannt werden. Des Weiteren sind die roten Reflexionspunkte des zusätzlich verwendeten nicht fokussierten Helium-Neon-Lasers (633 nm) auf dem Probenhalter und den Proben zu sehen, welcher diese von der Seite horizontal in einem Winkel von ca. 45° trifft.

Zu Beginn der Justage wird die Position des Probenhalters zunächst so verändert und auf die Linse  $L_{EL}$  ausgerichtet, dass die mit der CCD gemessene EL-Intensität der LED maximal wird. Mit der Intensitätsmaximierung befindet sich der LED-Chip in der für die EL-Messung idealen Position vor der Linse  $L_{EL}$ , welche schließlich durch die Ausrichtung des Laserstrahls auf den LED-Chip markiert wird. In der Abbildung A.3a ist gut die rote Reflexion des Lasers auf dem LED-Chip zu sehen.

Nach der optischen Markierung wird der Probenhalter in vertikaler Richtung verstellt, so dass die Nanodraht-LED in Richtung des zuvor ermittelten optimalen Punktes verfahren wird und die Reflexion des Lasers zwischen den Proben auf dem Träger zu sehen ist. Durch die zusätzliche Halterung der LED (Kupferblock ca. 5 mm) befindet sich diese im Vergleich zur Nanodraht-LED in einem geringeren Abstand zur Linse, so dass der Abstand zur Linse für die Messung der Nanodraht-LED korrigiert werden

muss. Dies geschieht im nächsten Schritt, nachdem die Reflexion des Lasers durch das vertikale Verfahren links versetzt auf dem Probenhalter zu sehen ist (siehe Abbildung A.3b). Dies ist begründet durch den schrägen Einfall des Lasers, welcher in den Bildern von rechts kommend auf die Probe bzw. den Halter trifft.

Zur Korrektur des Abstandes ist auf dem Probenträger auf der vertikalen Achse zum LED-Chip eine schwarze Linie aufgebracht. Der Abstand des Probenhalters zur Linse wird nun soweit reduziert, bis die Reflexion des Lasers auf der Linie positioniert ist (siehe Abbildung A.3c). Somit besitzt die Oberfläche des Halters denselben optimalen Abstand zur Linse wie zuvor die Oberfläche des LED-Chips, so dass die Reflexion des Lasers optisch die Stelle markiert, an welche die Probe für eine optimierte EL-Messung positioniert werden muss. Daher kann anschließend der Probenhalter bei gleich bleibendem Abstand parallel zur Linse so verfahren werden, dass ein Top-Kontakt, aus welchem die EL-Emission erwartet wird, in die Reflexion des Lasers positioniert wird (siehe Abbildung A.3d). Abschließend können die Messspitzen mit Hilfe der Mikromanipulatoren auf die entsprechenden Kontakte gesetzt und die EL-Messung gestartet werden (siehe Abbildung A.3e).

### A.3. GaAs-Nanodrahtbeschädigung durch mechanischen Stress

In der folgenden Abbildung A.4 ist der Ausschnitt eines kontaktierten *np*-dotierten GaAs-Nanodrahtes (Probe B, *M4178*) zu sehen, welcher nahe eines der beiden Kontakte unterbrochen ist.

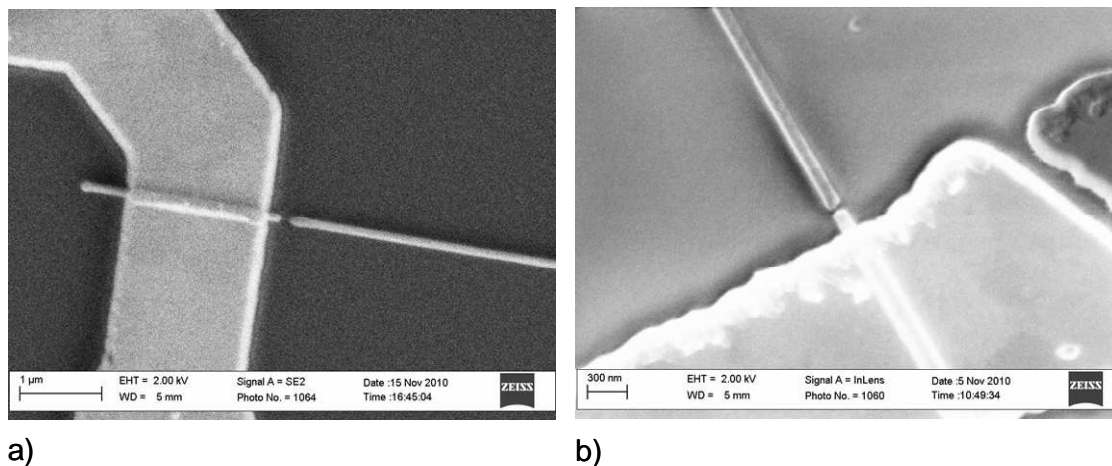


Abbildung A.4: a) und b): REM-Aufnahmen eines kontaktierten unterbrochenen GaAs-Nanodrahtes.

Beide Beispiele zeigen Nanodrähte, welche nach einer Tieftemperaturmessung im REM untersucht worden sind. Die mechanische Beanspruchung durch den Temperaturwechsel über einen Bereich von nahezu 300 K führte hierbei wahrscheinlich zu einer Beschädigung des Nanodrahts in Form einer kleinen Unterbrechung nahe des jeweiligen Kontaktes, so dass ein Stromfluss durch den Nanodraht nicht mehr gegeben ist.



#### A.4. ESD- gerechte Untersuchung kontaktierter Nanodrähte

In diesem Abschnitt soll auf entwickelte messtechnische Anforderungen hinsichtlich des ESD-Schutzes bei Nanodrähten eingegangen werden. Zur elektrischen Untersuchung kontaktierter Nanodrähte werden diese zunächst am entsprechenden Bond-Pad über Bonddrähte mit weiter außen liegenden Kontakt-Pads verbunden. An diese Kontakt-Pads werden anschließend Kabel gelötet, über welche die Nanodrähte später mit einer Spannungsquelle und einem Multimeter oder ein Source-Meter verbunden werden können. Erst nachdem die Bonddrähte und die äußeren Kabel angebracht sind und über die äußeren Leitungen ein Kurzschluss des Nanodrahtes sicher gestellt ist, wird die ringförmig angeordnete dünne Kontaktbahn für die folgenden Untersuchungen an entsprechenden Stellen mechanisch unterbrochen. Zur gezielten Unterbrechung der Kontaktbahn kann diese mit Hilfe einer feinen Messspitze vorsichtig an einem Spitzenmessplatz durchgekratzt werden.

Die elektrischen bzw. photoelektrischen Untersuchungen sind in dieser Arbeit mit Hilfe eines Ein-Kanal-Source-Meters<sup>1</sup> durchgeführt worden, mit welchem das Anlegen einer variablen Gleichspannung und das zeitgleiche Messen des eingepprägten Stroms möglich ist. Über eine GPIB (*General Purpose Interface Bus*)-Verbindung können Messungen von *I-U*-Kennlinien automatisiert mit Hilfe eines PC's durchgeführt werden. Hierzu wird von *Keithley* eine entsprechende zum Gerät kompatible Software „*Labtracer*“ bereitgestellt.

Zum Schutz der Probe sind vor der Aufhebung des an den Anschlusskabeln hergestellten Kurzschlusses die Anschlusskabel der Probe an das Source-Meter anzuschließen und dieses einzuschalten. Auch der Ausgang des Source-Meters muss über einen entsprechenden Taster (siehe markierten Bereich in der folgenden Abbildung A.5a vor der Lösung des Kurzschlusses freigegeben und die Spannung auf 0 V voreingestellt werden.



Abbildung A.5: a) Front Panel des verwendeten Source-Meters. Markiert ist der Taster, mit welchem der Ausgang des Source-Meters freigegeben wird. b) ESD Schutz-Armband.

Bei der Handhabung der Probe ist insbesondere nach der Aufhebung des Kurzschlusses darauf zu achten, dass die hantierenden Personen sich über eine ESD-Schutzvorrichtung

<sup>1</sup> „2601“ der Firma Keithley

bzw. über ein entsprechendes Armband am Handgelenk (siehe Abbildung A.5b), erden. Dabei sollte auch die Erdung des Source-Meters über dieselbe Masse erfolgen, so dass keine Potentialdifferenz aufgrund von etwaig leicht unterschiedlicher Massen zwischen den Schaltkreisen des Versorgungsnetzes auftreten kann.

Eine automatisierte Untersuchung mittels der von Keithley bereitgestellten Software „Labtracer“ hat sich für die ESD-empfindlichen Nanodrähte als ungeeignet herausgestellt. Dies liegt darin begründet, dass der Algorithmus der Software unmittelbar vor einem Durchlauf einer  $I$ - $U$ -Kennlinien-Messung eine Freigabe des Ausgangs auslöst, welche auch bei manueller Betätigung mit dem in Abbildung A.5a markierten Taster Schäden an den Nanodrähten hervorrufen kann. Am Lehrstuhl durchgeführte Messungen haben gezeigt, dass die Betätigung dieses Tasters bzw. die automatisiert verursachte Freigabe des Ausgangs mit einem Spannungspuls verbunden ist, welcher die empfindlichen Nanodrähte bereits vor der Messung zerstören kann. Aus diesem Grund sind  $I$ - $U$ -Kennlinien-Messungen an den Nanodrähten im Gegensatz zu ESD-unempfindlichen Strukturen (wie z.B. ESD-geschützte Schicht-LEDs aus Kapitel 3) manuell durchgeführt und die angelegte Spannung in kleinen Schritten von maximal 0,1 V variiert worden. Nach erfolgter Messung ist die Spannung am Source-Meter wieder auf 0 V einzustellen und der Kurzschluss an den Anschlussleitungen der Probe wieder herzustellen bevor der Ausgang des Source-Meters über Betätigung des Tasters (siehe Abbildung A.5a) gesperrt wird.

# Abkürzungen und Symbole

## Abkürzungen

AC	Alternating current (Wechselstrom)
AM	Air mass
CC	Closed circuit (Kurzschluss)
CCD	Charge-coupled device
Const.	Konstante
cw	Continous wave
DC	Direct current (Gleichstrom)
EBIC	Electron-beam-induced current
EBL	Electron blocking layer
EL	Elektrolumineszenz
ESD	Electrostatic discharge
FWHM	Full width at half maximum (Halbwertsbreite)
GPIB	General Purpose Interface Bus
IQE	Interne Quanteneffizienz
IR	Infrarot
ITO	Indium tin oxide
KPFM	Kelvin probe force microscopy
LB	Leitungsband
LED	Licht-emittierende Diode
LO	Longitudinal-optisch
MCP	Micro-Channel-Plate (Streak-Kamera)
MOVPE	Metalorganic vapor-phase epitaxy
MQW	Multiple Quantum Well
NA	Numerische Apertur
OC	Open circuit (Leerlauf)
OD	Optische Dichte
PD	Photodiode
PL	Photolumineszenz
QCSE	Quantum-Confined Stark Effekt
QW	Quantum Well
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
REQE	Relative externe Quanteneffizienz
RLZ	Raumladungszone
ROQE	Relative optische Quanteneffizienz
SMD	Surface mouted device (LED-Gehäuse)

SOG	Spin-on-Glass
SRH	Shockley Read Hall
TDs	Threading dislocations
TEM	Transmissions-Elektronen-Mikroskop
UV	Ultraviolett
VB	Valenzband
VLS	Vapor liquid solid
w.E.	Willkürliche Einheit
WZ	Wurtzit
YL	Yellow luminescence (Gelbe Defekt-Lumineszenz)
ZB	Zinkblende
ZPL	Zero phonon line

## Elemente und Halbleiter

$(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$	Aluminiumgalliumindiumphosphid mit Komposition $0 < x, y < 1$
Ag	Silber
Al	Aluminium
$\text{Al}_2\text{O}_3$	Aluminiumoxid, synthetisch hergestellter Saphir (Korund)
$\text{AlGaAs } (\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$	Aluminiumgalliumarsenid (mit Komposition $0 < x < 1$ )
$\text{AlInP}$	Aluminiumindiumphosphid
$\text{AlN}$	Aluminiumnitrid
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	Aluminiumgalliumnitrid (mit Komposition $0 < x < 1$ )
As	Arsen
Au	Gold
C	Kohlenstoff
Cu	Kupfer
DEZn	Diethyl Zink
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
GaAsP	Galliumarsenidphosphid
$\text{GaInN } (\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N})$	Galliumindiumnitrid (mit Komposition $0 < x < 1$ )
$\text{GaInP } (\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P})$	Galliumindiumphosphid (mit Komposition $0 < x < 1$ )
GaN	Galliumnitrid
GaP	Galliumphosphid
Ge	Germanium
He	Helium
He-Cd	Helium-Cadmium
III	Elemente der 3. Hauptgruppe des Periodensystems
III-V	Halbleiterverbindung mit Elementen aus der 3. und 5. Hauptgruppe des Periodensystems

In	Indium
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InGa <sub>x</sub> N (In <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N)	Indiumgalliumnitrid (mit Komposition $0 < x < 1$ )
InGaP	Indiumgalliumphosphid
InN	Indiumnitrid
InP	Indiumphosphid
Mg	Magnesium
N	Stickstoff
Ni	Nickel
O	Sauerstoff
Pd	Paladium
Pt	Platin
Sb	Antimon
Si	Silizium
SiN <sub>x</sub>	Siliziumnitrid
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
Sn	Zinn
TBAs	Tertiär-Butyl-Arsen
TBP	Tertiär-Butyl-Phosphin
TESn	Tetraethyl Zinn
Ti	Titan
TMGa	Trimethyl-Gallium
TMIn	Trimethyl-Indium
V	Elemente der 5. Hauptgruppe des Periodensystems
Zn	Zink

## Naturkonstanten

$c$	Lichtgeschwindigkeit = $2,9979 \cdot 10^8$ m/s
$e$	Elementarladung = $1,602 \cdot 10^{-19}$ C
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum = $4,13567 \cdot 10^{-15}$ eVs oder $6,626 \cdot 10^{-34}$ Js
$\hbar$	$h / 2\pi$
$k_B$	Boltzmannkonstante = $8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K
$m_0$	Ruhemasse des Elektrons = $9,109 \cdot 10^{-31}$ kg
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante = $8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm

## Formelzeichen

$\varphi_{s,n}$ , $\varphi_{s,p}$	Oberflächenpotential im $n$ -dotierten, $p$ -dotierten Halbleiter
$\mu$ , $\mu_n$ , $\mu_p$	Mobilität / Beweglichkeit, von Elektronen, von Löchern
$A$	Rekombinationskoeffizient für SRH-Rekombination
$a$ -, $m$ -, $c$ -plane	Kristallebenen

$a_0, c_0$	Gitterkonstante
$a_1, a_2, a_3, a_4$	Einheitsvektoren des hexagonalen Wurtzit-Kristalls
$a_B, a_b^{-3}$	Bohrscher Radius des Exzitons, Inverses Exziton-Volumen
$A_{bel}$	Belichtete Nanodrahtoberfläche
$B$	Rekombinationskoeffizient für strahlende Rekombination
$b_{AB}$	Bowing-Parameter
$C$	Rekombinationskoeffizient für Auger-Rekombination
$c_{13}, c_{33}$	Elastische Konstanten (materialspezifisch)
$C_n, C_p$	Auger-Rekombinationskoeffizienten für Elektronen, Löcher
$D, D_n, D_p$	Diffusionskonstante, für Elektronen, für Löcher
$d_{Barriere}$	Durchmesser / Dicke der Barriere im MQW
$D_{Beam}$	Durchmesser eines parallelen Lichtstrahls
$d_{NW}$	Durchmesser eines Nanodrahtes
$d_{QW}$	Durchmesser / Dicke des Quantum Wells
$d_{sdw}$	Länge / Dicke der Oberflächenverarmungszone
$d_{slit}$	Spaltdurchmesser des Monochromatoreingangs
$d_{spot}$	Minimaler Durchmesser des fokussierten Laserspots
$E$	Energie
$E_0$	Minimale Bandlückenenergie eines parabolisch verlaufenden Bandes im $k$ -Raum
$E_A$	Akzeptorenergie, Indirekte Bandlückenenergien am A-Punkt
$E_D$	Donatorenergie
$E_e, E_h$	Quantisierungsenergie im Grundzustand eines QW der Elektronen, Löcher
$E_{el}$	Elektrische Feldstärke
$E_{ext}$	Externes Feld / Äußeres elektrisches Feld (außerhalb QW)
$E_F$	Fermi-Energie
$E_g(0)$	Direkte Bandlückenenergie bei $T = 0$ K
$E_g(T)$	Direkte Bandlückenenergie in Abhängigkeit der Temperatur
$E_g, E_g^\Gamma$	Direkte Bandlückenenergie am $\Gamma$ -Punkt
$e_{ij}, e_{31}, e_{33}, e_{15}$	Piezoelektrische Koeffizienten (materialspezifisch)
$E_{int}$	Resultierende (piezo)elektrische Feldstärke im QW
$E_{kin,e}, E_{kin,h}$	Kinetische Energie des Elektrons, Lochs
$E_L, E_g^L$	Indirekte Bandlückenenergien am $L$ -Punkt
$E_{LB}$	Energie der Leitungsbandunterkante
$E_{M-L}$	Indirekte Bandlückenenergien am Punkt ( $M-L$ )
$E_n$	Diskrete Energieniveaus mit $n = 1, 2, 3, \dots$
$E_{ph}$	Optische Emissions- oder Rekombinationsenergie
$E_{Piezo}$	Piezoelektrische Feldstärke
$E_{pn}$	Elektrische Feldstärke in einem $pn$ -Übergang
$E_{so}$	Energetischer Abstand Valenz- und Split off-Band

$E_{sp}$	Resultierende elektrische Feldstärke aufgrund der spontanen Polarisation
$E_{VB}$	Energie der Valenzbandoberkante
$E_X, E_g^X$	Indirekte Bandlückenenergien am X-Punkt
$E_X^n$	Exzitonbindungsenergie
$f$	Frequenz des Lichts
$F/\#$	F-Zahl eines Monochromators
$FF$	Füllfaktor
$f_L$	Brennweite einer Linse
$G_0$	Generationsrate im thermodynamischen Gleichgewicht
$G_n, G_p$	Generationsrate der Elektronen, Löcher
$hf$	Optische Emissions- oder Rekombinationsenergie
$I$	Stromstärke
$I(t)$	Intensität in Abhängigkeit der Zeit
$I_0$	Intensität zum Zeitpunkt $t = 0$
$I_B$	Betriebsstrom
$I_K$	Kurzschlussstrom
$I_K(xy)$	Shading-korrigierte Intensität im Pixel (xy)
$I_M(xy)$	Gemessene Intensität im Pixel (xy)
$Int_{MCP}$	Gemessene Intensität bei MCP-Gain $\neq 0$
$Int_{MCP,0}$	Interpolierte Intensität bei MCP-Gain = 0
$I_{ph}$	Photostrom
$I_S(xy)$	Gemessene Intensität im Pixel (xy) des Shading-Referenz-Bildes
$J$	Stromdichte
$J_{diff}$	Diffusionsstromdichte
$J_{Feld}$	Feldinduzierte Stromdichte
$J_n, J_p$	Stromdichte für Elektronen, Löcher
$j_s$	Rekombinationsstromdichte
$k$	Wellenzahl
$\vec{K}$	Wellenvektor des Exzitons
$k_x, k_y, k_z$	Koordinaten im $k$ -Raum bzw. Impulsraum
$L_{bel}$	Länge der belichteten Nanodrahtoberfläche in axialer Richtung
$m^*$	Effektive Masse
$m_e, m_e^*$	Effektive Masse der Elektronen
$m_h$	Effektive Masse der Löcher
$n$	Ladungsträgerkonzentration / -dichte (für Elektronen)
$N$	Dotierstoffkonzentration ( $n$ oder $p$ )
$n_0$	Elektronenkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht
$n_{GaAs}$	Brechungsindex von GaAs

$n_i$	Ladungsträgerkonzentration im intrinsischen Halbleiter
$n_s$	Ladungsträgerdichte an der Oberfläche
$N_t$	Zahl von Defekt-Zuständen
$n_t$	Elektronendichte in Defektzuständen
$n_{Transfer}$	Ladungsträgertransferpfad
$n_{Vac}$	Brechungsindex im Vakuum
$n_{Vol}$	Ladungsträgerdichte im Volumen
$\eta$	Effizienz
$p$	Impuls, Ladungsträgerkonzentration /-dichte für Löcher
$P, P_{opt}$	Optische Leistung
$p_0$	Löcherkonzentration im thermodynamischen Gleichgewicht
$P_{absorb}$	Absorbierte optische Leistung
$P_{bel}$	Auf Nanodrahtoberfläche eingestrahlte optische Leistung
$P_{Laser}$	Laserleistung, Laserleistungsdichte
$P_{max}$	Maximale elektrische Leistung einer Diode bei Lichteinstrahlung
$P_{opt}(x)$	Optische Leistung in Abhängigkeit der Materialeindringtiefe $x$
$P_{Piezo}$	Piezoelektrische Polarisierung
$P_{sp}$	Spontane Polarisierung
$p_t$	Löcherdichte in Defektzuständen
$P_{total}$	Totale / Gesamte Polarisierung
$R$	Rekombinationsrate
$R_0$	Rekombinationsrate im thermodynamischen Gleichgewicht
$R_0, R_1, R_2$	Symbole für Rekombinationspfade
$R_{Auger} (=Cn^3)$	Auger-Rekombinationsrate
$RC$	Zeitkonstante (Widerstand $R$ · Kapazität $C$ )
$R_{D-A}$	Distanz zwischen Donator und Akzeptor
$R_n, R_p$	Rekombinationsrate der Elektronen, Löcher
$R_{NW}$	Radius des Nanodrahtquerschnitts
$R_{Reflex}$	Reflexionsgrad
$R_s$	Oberflächenrekombinationsrate
$R_{SRH} (=An)$	SRH-Rekombinationsrate
$R_{str} (=Bn^2)$	Strahlende Rekombinationsrate
$R_y$	Rydberg-Energie
$S$	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit
$T$	Temperatur
$t$	Zeit
$U$	Spannung
$U_{Diff}$	Diffusionsspannung
$U_{ext}$	Externe Spannung
$U_{OC}$	Leerlaufspannung
$U_{ph}$	Photospannung



$U_S$	Schwellspannung
$U_{sweep}$	Wechselspannung zur Ablenkung der Elektronen in Streak-Kamera
$v_{th,e}, v_{th,p}$	Thermische Geschwindigkeit des Elektrons, Lochs
$x$	Ort
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\alpha_v, \beta_v$	Varshni-Parameter
$\beta$	Stretch-Parameter für Zerfallskurven
$\Delta E_{LB}$	Banddiskontinuität im Leitungsband
$\Delta E_{VB}$	Banddiskontinuität im Valenzband
$\Delta n(t)$	Zeitlich abhängige Überschussladungsträgerkonzentration
$\Delta n, \Delta p$	Änderung der Ladungsträgerkonzentration (Elektronen, Löcher), Überschussladungsträgerkonzentration
$\eta_{ext}$	Externe Quanteneffizienz einer LED
$\eta_{inj}$	Ladungsträgerinjektionseffizienz einer LED
$\eta_{IQE}$	Interne Quanteneffizienz einer LED
$\eta_{LEC}$	Lichtauskopplungseffizienz einer LED
$\lambda$	Wellenlänge des Lichts
$\lambda_{Laser}$	Wellenlänge der Laserstrahlung
$\lambda_{MQW}$	Wellenlänge der MQW-Emission
$\mu^*$	Reduzierte Masse des Exzitons
$\mu_{n,p}$	Ladungsträgermobilität der Elektronen, Löcher
$\sigma_n, \sigma_p$	Einfangquerschnitt für Elektronen, Löcher für einen Defektzustand
$\tau$	Ladungsträgerlebensdauer
$\tau_{A,n}, \tau_{B,n}$	Ladungsträgerlebensdauer im $n$ -dotierten Bereich der Probe A, B
$\tau_{A,p}, \tau_{B,p}$	Ladungsträgerlebensdauer im $p$ -dotierten Bereich der Probe A, B
$\tau_{Auger}$	Ladungsträgerlebensdauer der Auger-Rekombination
$\tau_B$	Ladungsträgerlebensdauer im Bulk / Volumenmaterial
$\tau_{n0}, \tau_{p0}$	Ladungsträgerlebensdauer der Elektronen, Löcher bei SRH-Rekombination
$\tau_{SRH}$	Ladungsträgerlebensdauer der SRH-Rekombination
$\tau_{str}$	Ladungsträgerlebensdauer der strahlenden Rekombination
$\tau_{trap}$	Ladungsträgerlebensdauer im Defekt-Zustand
$Y$	Parameter zur Bandlücken-Renormalisierung
$\Gamma, X, L, A, M-L$	Koordinaten der Brillouin-Zone
$\epsilon$	Verspannung
$\epsilon_r$	Relative Permittivität

**Einheiten**

°C	Grad Celsius (Temperatur)
A, mA, $\mu$ A, nA, pA	Ampere, $10^{-3}$ A, $10^{-6}$ A, $10^{-9}$ A, $10^{-12}$ A
C	Coulomb = As
eV, meV	Elektronenvolt, $10^{-3}$ eV
g, kg	Gramm, $10^3$ g
Hz, MHz, GHz	Hertz, $10^6$ Hz, $10^9$ Hz
J	Joule = Ws
K	Kelvin
lm	Lumen
m, cm, mm, $\mu$ m, nm	Meter, $10^{-2}$ m, $10^{-3}$ m, $10^{-6}$ m, $10^{-9}$ m
mbar	$10^{-3}$ Bar
Pa, GPa	Pascal, $10^9$ Pa
s, ms, ns, ps, fs	Sekunden, $10^{-3}$ s, $10^{-9}$ s, $10^{-12}$ s, $10^{-15}$ s
V, mV, kV	Volt, $10^{-3}$ V, $10^3$ V
W, mW, $\mu$ W, nW, kW	Watt (Optische Leistung), $10^{-3}$ W, $10^{-6}$ W, $10^{-9}$ W, $10^3$ W
$\Omega$ , M $\Omega$	Ohm, $10^6$ Ohm

## Literaturverzeichnis

- [1] M. A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, and E. D. Dunlop, "Solar cell efficiency tables (version 47): Solar cell efficiency tables," *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, vol. 24, no. 1, pp. 3–11, Jan. 2016.
- [2] C. Weisbuch, M. Piccardo, L. Martinelli, J. Iveland, J. Peretti, and J. S. Speck, "The efficiency challenge of nitride light-emitting diodes for lighting: The efficiency challenge of nitride LEDs for lighting," *Phys. Status Solidi A*, vol. 212, no. 5, pp. 899–913, May 2015.
- [3] F. A. Ponce and D. P. Bour, "Nitride-based semiconductors for blue and green light-emitting devices," *Nature*, vol. 386, no. 6623, pp. 351–359, Mar. 1997.
- [4] S. Pimputkar, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and S. Nakamura, "Prospects for LED lighting," *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 4, pp. 180–182, Apr. 2009.
- [5] B. Hahn, "High power LEDs for solid state lighting," presented at the Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2010 Proceedings of the European, 2010, pp. 57–63.
- [6] S. Nakamura, "Current Status of GaN-Based Solid-State Lighting," *MRS Bull.*, vol. 34, no. 2, 2009.
- [7] A. Barnett, D. Kirkpatrick, C. Honsberg, D. Moore, M. Wanlass, K. Emery, R. Schwartz, D. Carlson, S. Bowden, D. Aiken, A. Gray, S. Kurtz, L. Kazmerski, M. Steiner, J. Gray, T. Davenport, R. Buelow, L. Takacs, N. Shatz, J. Bortz, O. Jani, K. Goossen, F. Kiamilev, A. Doolittle, I. Ferguson, B. Unger, G. Schmidt, E. Christensen, and D. Salzman, "Very high efficiency solar cell modules," *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, vol. 17, no. 1, pp. 75–83, Jan. 2009.
- [8] R. Hoheisel, S. R. Messenger, M. P. Lumb, M. Gonzalez, C. G. Bailey, D. A. Scheiman, S. Maximenko, P. P. Jenkins, and R. J. Walters, "Solar cell experiments for space: past, present and future," 2013, vol. 8620, p. 86200U–86200U–7.
- [9] F. Dimroth, M. Grave, P. Beutel, U. Fiedeler, C. Karcher, T. N. D. Tibbits, E. Oliva, G. Siefert, M. Schachtner, A. Wekkeli, A. W. Bett, R. Krause, M. Piccin, N. Blanc, C. Drazek, E. Guiot, B. Ghyselen, T. Salvetat, A. Tauzin, T. Signamarcheix, A. Dobrich, T. Hannappel, and K. Schwarzburg, "Wafer bonded four-junction GaInP/GaAs//GaInAsP/GaInAs concentrator solar cells with 44.7% efficiency," *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, vol. 22, no. 3, pp. 277–282, Mar. 2014.
- [10] A. Laubsch, M. Sabathil, J. Baur, M. Peter, and B. Hahn, "High-Power and High-Efficiency InGaN-Based Light Emitters," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 1, pp. 79–87, 2010.
- [11] D. Saguatti, L. Bidinelli, G. Verzellesi, M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni, R. Butendeich, and B. Hahn, "Investigation of Efficiency-Droop Mechanisms in Multi-Quantum-Well InGaN/GaN Blue Light-Emitting Diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 59, no. 5, pp. 1402–1409, 2012.

- [12] J. Cho, E. F. Schubert, and J. K. Kim, "Efficiency droop in light-emitting diodes: Challenges and countermeasures," *Laser Photonics Rev.*, vol. 7, no. 3, pp. 408–421, May 2013.
- [13] J. Piprek, "Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes," *Phys. Status Solidi A*, vol. 207, no. 10, pp. 2217–2225, Oct. 2010.
- [14] X. Ni, X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, A. Matulionis, T. Paskova, G. Mulholland, and K. R. Evans, "InGaN staircase electron injector for reduction of electron overflow in InGaN light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 3, p. 31110, Jul. 2010.
- [15] J. Xie, X. Ni, Q. Fan, R. Shimada, Ü. Özgür, and H. Morkoç, "On the efficiency droop in InGaN multiple quantum well blue light emitting diodes and its reduction with p-doped quantum well barriers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 12, p. 121107, 2008.
- [16] S. Zhong, B. Liu, Y. Xia, J. Liu, J. Liu, Z. Shen, Z. Xu, and C. Li, "Influence of the texturing structure on the properties of black silicon solar cell," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 108, pp. 200–204, Jan. 2013.
- [17] J.-H. Ryou, P. D. Yoder, J. Liu, Z. Lochner, H. Kim, S. Choi, H.-J. Kim, and R. D. Dupuis, "Control of Quantum-Confined Stark Effect in InGaN-Based Quantum Wells," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 4, pp. 1080–1091, 2009.
- [18] S. F. Chichibu, A. C. Abare, M. S. Minsky, S. Keller, S. B. Fleischer, J. E. Bowers, E. Hu, U. K. Mishra, L. A. Coldren, S. P. DenBaars, and T. Sota, "Effective band gap inhomogeneity and piezoelectric field in InGaN/GaN multiquantum well structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 14, p. 2006, 1998.
- [19] L.-H. Peng, C.-W. Chuang, and L.-H. Lou, "Piezoelectric effects in the optical properties of strained InGaN quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 6, pp. 795–797, Feb. 1999.
- [20] X. Li, X. Ni, J. Lee, M. Wu, Ü. Özgür, H. Morkoç, T. Paskova, G. Mulholland, and K. R. Evans, "Efficiency retention at high current injection levels in m-plane InGaN light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 12, p. 121107, 2009.
- [21] M. F. Schubert, S. Chhajed, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, and M. A. Banas, "Effect of dislocation density on efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 23, p. 231114, Dec. 2007.
- [22] B. Galler, H.-J. Lugauer, M. Binder, R. Hollweck, Y. Folwill, A. Nirschl, A. Gomez-Iglesias, B. Hahn, J. Wagner, and M. Sabathil, "Experimental Determination of the Dominant Type of Auger Recombination in InGaN Quantum Wells," *Appl. Phys. Express*, vol. 6, no. 11, p. 112101, Nov. 2013.
- [23] W. Shockley and W. T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons," *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, Sep. 1952.
- [24] Ü. Özgür, Huiyong Liu, Xing Li, Xianfeng Ni, and H. Morkoç, "GaN-Based Light-Emitting Diodes: Efficiency at High Injection Levels," *Proc. IEEE*, vol. 98, no. 7, pp. 1180–1196, Jul. 2010.

- [25] M. Meneghini, M. la Grassa, S. Vaccari, B. Galler, R. Zeisel, P. Drechsel, B. Hahn, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Characterization of the deep levels responsible for non-radiative recombination in InGaN/GaN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 11, p. 113505, Mar. 2014.
- [26] W. Lu and C. M. Lieber, "Semiconductor nanowires," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 21, p. R387, Nov. 2006.
- [27] K. Sun, A. Kargar, N. Park, K. N. Madsen, P. W. Naughton, T. Bright, Y. Jing, and D. Wang, "Compound Semiconductor Nanowire Solar Cells," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no. 4, pp. 1033–1049, 2011.
- [28] L. Samuelson, "Nanowire LEDs and Solar Cells," in *2014 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series*, Montreal, QC, 2014, pp. 21–22.
- [29] P. Yang, R. Yan, and M. Fardy, "Semiconductor Nanowire: What's Next?," *Nano Lett.*, vol. 10, no. 5, pp. 1529–1536, May 2010.
- [30] F. Patolsky and C. M. Lieber, "Nanowire nanosensors," *Mater. Today*, vol. 8, no. 4, pp. 20–28, Apr. 2005.
- [31] G. Zheng, F. Patolsky, Y. Cui, W. U. Wang, and C. M. Lieber, "Multiplexed electrical detection of cancer markers with nanowire sensor arrays," *Nat. Biotechnol.*, vol. 23, no. 10, pp. 1294–1301, Oct. 2005.
- [32] S. Schulz, G. Bendt, W. Assenmacher, D. Sager, and G. Bacher, "Low-Temperature MOCVD of Crystalline Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Nanowires using tBu<sub>3</sub>Ga," *Chem. Vap. Depos.*, vol. 19, no. 10–11–12, pp. 347–354, 2013.
- [33] C. Thelander, P. Agarwal, S. Brongersma, J. Eymery, L. F. Feiner, A. Forchel, M. Scheffler, W. Riess, B. J. Ohlsson, U. Gösele, and L. Samuelson, "Nanowire-based one-dimensional electronics," *Mater. Today*, vol. 9, no. 10, pp. 28–35, Oct. 2006.
- [34] H. J. Joyce, Q. Gao, H. Hoe Tan, C. Jagadish, Y. Kim, J. Zou, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. M. Yarrison-Rice, P. Parkinson, and M. B. Johnston, "III–V semiconductor nanowires for optoelectronic device applications," *Prog. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 2–3, pp. 23–75, Mar. 2011.
- [35] R. Yan, D. Gargas, and P. Yang, "Nanowire photonics," *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 10, pp. 569–576, Oct. 2009.
- [36] Y. Li, F. Qian, J. Xiang, and C. M. Lieber, "Nanowire electronic and optoelectronic devices," *Mater. Today*, vol. 9, no. 10, pp. 18–27, Oct. 2006.
- [37] R. R. LaPierre, A. C. E. Chia, S. J. Gibson, C. M. Haapamaki, J. Boulanger, R. Yee, P. Kuyanov, J. Zhang, N. Tajik, N. Jewell, and K. M. A. Rahman, "III–V nanowire photovoltaics: Review of design for high efficiency," *Phys. Status Solidi RRL – Rapid Res. Lett.*, vol. 7, no. 10, pp. 815–830, 2013.
- [38] R. Kapadia, Z. Fan, K. Takei, and A. Javey, "Nanopillar photovoltaics: Materials, processes, and devices," *Nano Energy*, vol. 1, no. 1, pp. 132–144, Jan. 2012.
- [39] E. C. Garnett, M. L. Brongersma, Y. Cui, and M. D. McGehee, "Nanowire Solar Cells," *Annu. Rev. Mater. Res.*, vol. 41, no. 1, pp. 269–295, 2011.
- [40] B. Tian, T. J. Kempa, and C. M. Lieber, "Single nanowire photovoltaics," *Chem. Soc. Rev.*, vol. 38, no. 1, pp. 16–24, Dec. 2008.

- [41] Z. Fan, D. J. Ruebusch, A. A. Rathore, R. Kapadia, O. Ergen, P. W. Leu, and A. Javey, "Challenges and prospects of nanopillar-based solar cells," *Nano Res.*, vol. 2, no. 11, pp. 829–843, Nov. 2009.
- [42] M. Sivasubramanian and L. W. Lo, "Silicon Nanowires for Green Energy Applications," *Curr. Org. Chem.*, vol. 18, no. 18, pp. 2442–2450, Sep. 2014.
- [43] Y.-H. Ra, R. Navamathavan, J.-H. Park, and C.-R. Lee, "Coaxial In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN Multiple Quantum Well Nanowire Arrays on Si(111) Substrate for High-Performance Light-Emitting Diodes," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 3506–3516, Aug. 2013.
- [44] W. Guo, M. Zhang, A. Banerjee, and P. Bhattacharya, "Catalyst-Free InGaN/GaN Nanowire Light Emitting Diodes Grown on (001) Silicon by Molecular Beam Epitaxy," *Nano Lett.*, vol. 10, no. 9, pp. 3355–3359, Sep. 2010.
- [45] A. F. Morral, "Gold-Free GaAs Nanowire Synthesis and Optical Properties," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, no. 4, pp. 819–828, 2011.
- [46] M. Heurlin, P. Wickert, S. Fält, M. T. Borgström, K. Deppert, L. Samuelson, and M. H. Magnusson, "Axial InP Nanowire Tandem Junction Grown on a Silicon Substrate," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 5, pp. 2028–2031, May 2011.
- [47] T. J. Kempa, B. Tian, D. R. Kim, J. Hu, X. Zheng, and C. M. Lieber, "Single and Tandem Axial p-i-n Nanowire Photovoltaic Devices," *Nano Lett.*, vol. 8, no. 10, pp. 3456–3460, Oct. 2008.
- [48] B. Tian, X. Zheng, T. J. Kempa, Y. Fang, N. Yu, G. Yu, J. Huang, and C. M. Lieber, "Coaxial silicon nanowires as solar cells and nanoelectronic power sources," *Nature*, vol. 449, no. 7164, pp. 885–889, Oct. 2007.
- [49] Y.-H. Ra, R. Navamathavan, H.-I. Yoo, and C.-R. Lee, "Single Nanowire Light-Emitting Diodes Using Uniaxial and Coaxial InGaN/GaN Multiple Quantum Wells Synthesized by Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *Nano Lett.*, vol. 14, no. 3, pp. 1537–1545, Mar. 2014.
- [50] H.-M. Kim, Y.-H. Cho, H. Lee, S. I. Kim, S. R. Ryu, D. Y. Kim, T. W. Kang, and K. S. Chung, "High-Brightness Light Emitting Diodes Using Dislocation-Free Indium Gallium Nitride/Gallium Nitride Multiquantum-Well Nanorod Arrays," *Nano Lett.*, vol. 4, no. 6, pp. 1059–1062, Jun. 2004.
- [51] S.-K. Kim, X. Zhang, D. J. Hill, K.-D. Song, J.-S. Park, H.-G. Park, and J. F. Cahoon, "Doubling Absorption in Nanowire Solar Cells with Dielectric Shell Optical Antennas," *Nano Lett.*, vol. 15, no. 1, pp. 753–758, Jan. 2015.
- [52] K. Peng, Y. Xu, Y. Wu, Y. Yan, S.-T. Lee, and J. Zhu, "Aligned Single-Crystalline Si Nanowire Arrays for Photovoltaic Applications," *Small*, vol. 1, no. 11, pp. 1062–1067, 2005.
- [53] M. D. Kelzenberg, D. B. Turner-Evans, B. M. Kayes, M. A. Filler, M. C. Putnam, N. S. Lewis, and H. A. Atwater, "Photovoltaic Measurements in Single-Nanowire Silicon Solar Cells," *Nano Lett.*, vol. 8, no. 2, pp. 710–714, Feb. 2008.
- [54] L. Tsakalakos, J. Balch, J. Fronheiser, B. A. Korevaar, O. Sulima, and J. Rand, "Silicon nanowire solar cells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 23, p. 233117, Dec. 2007.

- [55] Z. Arefinia and A. Asgari, "Optical and electrical modeling of solar cells based on graphene/Si nanowires with radial p-i-n junctions," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 137, pp. 146–153, Jun. 2015.
- [56] C. Colombo, M. Heiß, M. Grätzel, and A. F. i Morral, "Gallium arsenide p-i-n radial structures for photovoltaic applications," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 17, p. 173108, Apr. 2009.
- [57] J. A. Czaban, D. A. Thompson, and R. R. LaPierre, "GaAs Core-Shell Nanowires for Photovoltaic Applications," *Nano Lett.*, vol. 9, no. 1, pp. 148–154, Jan. 2009.
- [58] G. Mariani, P.-S. Wong, A. M. Katzenmeyer, F. Léonard, J. Shapiro, and D. L. Huffaker, "Patterned Radial GaAs Nanopillar Solar Cells," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 6, pp. 2490–2494, Jun. 2011.
- [59] H. Goto, K. Nosaki, K. Tomioka, S. Hara, K. Hiruma, J. Motohisa, and T. Fukui, "Growth of Core-Shell InP Nanowires for Photovoltaic Application by Selective-Area Metal Organic Vapor Phase Epitaxy," *Appl. Phys. Express*, vol. 2, no. 3, p. 35004, 2009.
- [60] A. Nowzari, M. Heurlin, V. Jain, K. Storm, A. Hosseinnia, N. Anttu, M. T. Borgström, H. Pettersson, and L. Samuelson, "A Comparative Study of Absorption in Vertically and Laterally Oriented InP Core-Shell Nanowire Photovoltaic Devices," *Nano Lett.*, vol. 15, no. 3, pp. 1809–1814, Mar. 2015.
- [61] J. V. Holm, H. I. Jørgensen, P. Krogstrup, J. Nygård, H. Liu, and M. Aagesen, "Surface-passivated GaAsP single-nanowire solar cells exceeding 10% efficiency grown on silicon," *Nat. Commun.*, vol. 4, p. 1498, Feb. 2013.
- [62] E. Nakai, M. Chen, M. Yoshimura, K. Tomioka, and T. Fukui, "InGaAs axial-junction nanowire-array solar cells," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 1, p. 15201, Jan. 2015.
- [63] P. K. Mohseni, A. Behnam, J. D. Wood, X. Zhao, K. J. Yu, N. C. Wang, A. Rockett, J. A. Rogers, J. W. Lyding, E. Pop, and X. Li, "Monolithic III-V Nanowire Solar Cells on Graphene via Direct van der Waals Epitaxy," *Adv. Mater.*, vol. 26, no. 22, pp. 3755–3760, Jun. 2014.
- [64] G. Mariani, A. C. Scofield, C.-H. Hung, and D. L. Huffaker, "GaAs nanopillar-array solar cells employing in situ surface passivation," *Nat. Commun.*, vol. 4, p. 1497, Feb. 2013.
- [65] C. Gutsche, A. Lysov, D. Braam, I. Regolin, G. Keller, Z.-A. Li, M. Geller, M. Spasova, W. Prost, and F.-J. Tegude, "n-GaAs/InGaP/p-GaAs Core-Multishell Nanowire Diodes for Efficient Light-to-Current Conversion," *Adv. Funct. Mater.*, vol. 22, no. 5, pp. 929–936, 2012.
- [66] A. Lysov, S. Vinaji, M. Offer, C. Gutsche, I. Regolin, W. Mertin, M. Geller, W. Prost, G. Bacher, and F.-J. Tegude, "Spatially resolved photoelectric performance of axial GaAs nanowire pn-diodes," *Nano Res.*, vol. 4, no. 10, pp. 987–995, Oct. 2011.
- [67] A. C. E. Chia and R. R. LaPierre, "Analytical model of surface depletion in GaAs nanowires," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 6, p. 63705, Sep. 2012.

- [68] D. Sager, C. Gutsche, W. Prost, F.-J. Tegude, and G. Bacher, “Recombination dynamics in single GaAs-nanowires with an axial heterojunction: n- versus p-doped areas,” *J. Appl. Phys.*, vol. 113, no. 17, p. 174303, May 2013.
- [69] C.-C. Chang, C.-Y. Chi, M. Yao, N. Huang, C.-C. Chen, J. Theiss, A. W. Bushmaker, S. LaLumondiere, T.-W. Yeh, M. L. Povinelli, C. Zhou, P. D. Dapkus, and S. B. Cronin, “Electrical and Optical Characterization of Surface Passivation in GaAs Nanowires,” *Nano Lett.*, vol. 12, no. 9, pp. 4484–4489, Sep. 2012.
- [70] N. Sköld, J. B. Wagner, G. Karlsson, T. Hernán, W. Seifert, M.-E. Pistol, and L. Samuelson, “Phase Segregation in AlInP Shells on GaAs Nanowires,” *Nano Lett.*, vol. 6, no. 12, pp. 2743–2747, Dec. 2006.
- [71] G. You, J. Liu, Z. Jiang, L. Wang, N. A. El-Masry, A. M. Hosalli, S. M. Bedair, and J. Xu, “Enhanced radiative recombination and suppressed Auger process in semipolar and nonpolar InGaN/GaN quantum wells grown over GaN nanowires,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 6, p. 1501, Mar. 2014.
- [72] R. Koester, J.-S. Hwang, D. Salomon, X. Chen, C. Bougerol, J.-P. Barnes, D. L. S. Dang, L. Rigutti, A. de Luna Bugallo, G. Jacopin, M. Tchernycheva, C. Durand, and J. Eymery, “M-Plane Core–Shell InGaN/GaN Multiple-Quantum-Wells on GaN Wires for Electroluminescent Devices,” *Nano Lett.*, vol. 11, no. 11, pp. 4839–4845, Nov. 2011.
- [73] M. Ebaid, J.-H. Kang, S.-H. Lim, S.-M. Ko, Y.-H. Cho, and S.-W. Ryu, “Ultrashort carrier lifetime of vapor–liquid–solid-grown GaN/InGaN multi-quantum-well coaxial nanorods,” *Acta Mater.*, vol. 65, pp. 118–124, Feb. 2014.
- [74] M. C. Schmidt, K.-C. Kim, H. Sato, N. Fellows, H. Masui, S. Nakamura, S. P. DenBaars, and J. S. Speck, “High Power and High External Efficiency m-Plane InGaN Light Emitting Diodes,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 2L, p. L126, Feb. 2007.
- [75] R. Koester, D. Sager, W.-A. Quitsch, O. Pfingsten, A. Poloczec, S. Blumenthal, G. Keller, W. Prost, G. Bacher, and F.-J. Tegude, “High-Speed GaN/GaInN Nanowire Array Light-Emitting Diode on Silicon(111),” *Nano Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 2318–2323, Apr. 2015.
- [76] P. Waltereit, O. Brandt, A. Trampert, H. T. Grahn, J. Menniger, M. Ramsteiner, M. Reiche, and K. H. Ploog, “Nitride semiconductors free of electrostatic fields for efficient white light-emitting diodes,” *Nature*, vol. 406, no. 6798, pp. 865–868, Aug. 2000.
- [77] C.-H. Lee, J. Yoo, Y. J. Hong, J. Cho, Y.-J. Kim, S.-R. Jeon, J. H. Baek, and G.-C. Yi, “GaN/In<sub>1-x</sub>GaN/GaN/ZnO nanoarchitecture light emitting diode microarrays,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 21, p. 213101, May 2009.
- [78] H.-S. Chen, Y.-F. Yao, C.-H. Liao, C.-G. Tu, C.-Y. Su, W.-M. Chang, Y.-W. Kiang, and C. C. Yang, “Light-emitting device with regularly patterned growth of an InGaN/GaN quantum-well nanorod light-emitting diode array,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 3370–3373, Sep. 2013.
- [79] G. Jacopin, A. D. L. Bugallo, P. Lavenus, L. Rigutti, F. H. Julien, L. F. Zagonel, M. Kociak, C. Durand, D. Salomon, X. J. Chen, J. Eymery, and M. Tchernycheva, “Single-Wire Light-Emitting Diodes Based on GaN Wires



- Containing Both Polar and Nonpolar InGaN/GaN Quantum Wells,” *Appl. Phys. Express*, vol. 5, no. 1, p. 14101, 2012.
- [80] Y. J. Hong, C.-H. Lee, A. Yoon, M. Kim, H.-K. Seong, H. J. Chung, C. Sone, Y. J. Park, and G.-C. Yi, “Visible-Color-Tunable Light-Emitting Diodes,” *Adv. Mater.*, vol. 23, no. 29, pp. 3284–3288, 2011.
- [81] A.-L. Bavecove, D. Salomon, M. Lafossas, B. Martin, A. Dussaigne, F. Levy, B. André, P. Ferret, C. Durand, J. Eymery, L. S. Dang, and P. Gilet, “Light emitting diodes based on GaN core/shell wires grown by MOVPE on n-type Si substrate,” *Electron. Lett.*, vol. 47, no. 13, pp. 765–767, 2011.
- [82] F. Qian, S. Gradečak, Y. Li, C.-Y. Wen, and C. M. Lieber, “Core/Multishell Nanowire Heterostructures as Multicolor, High-Efficiency Light-Emitting Diodes,” *Nano Lett.*, vol. 5, no. 11, pp. 2287–2291, Nov. 2005.
- [83] C. Hahn, Z. Zhang, A. Fu, C. H. Wu, Y. J. Hwang, D. J. Gargas, and P. Yang, “Epitaxial Growth of InGaN Nanowire Arrays for Light Emitting Diodes,” *ACS Nano*, vol. 5, no. 5, pp. 3970–3976, May 2011.
- [84] W. Guo, A. Banerjee, P. Bhattacharya, and B. S. Ooi, “InGaN/GaN disk-in-nanowire white light emitting diodes on (001) silicon,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 19, p. 193102, 2011.
- [85] H.-W. Lin, Y.-J. Lu, H.-Y. Chen, H.-M. Lee, and S. Gwo, “InGaN/GaN nanorod array white light-emitting diode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 7, p. 73101, Aug. 2010.
- [86] F. Limbach, C. Hauswald, J. Lähnemann, M. Wölz, O. Brandt, A. Trampert, M. Hanke, U. Jahn, R. Calarco, L. Geelhaar, and H. Riechert, “Current path in light emitting diodes based on nanowire ensembles,” *Nanotechnology*, vol. 23, no. 46, p. 465301, Nov. 2012.
- [87] A. Kikuchi, M. Kawai, M. Tada, and K. Kishino, “InGaN/GaN Multiple Quantum Disk Nanocolumn Light-Emitting Diodes Grown on (111) Si Substrate,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 12A, pp. L1524–L1526, 2004.
- [88] Y.-J. Lu, H.-W. Lin, H.-Y. Chen, Y.-C. Yang, and S. Gwo, “Single InGaN nanodisk light emitting diodes as full-color subwavelength light sources,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 23, p. 233101, Jun. 2011.
- [89] S. Jahangir, A. Banerjee, and P. Bhattacharya, “Carrier lifetimes in green emitting InGaN/GaN disks-in-nanowire and characteristics of green light emitting diodes,” *Phys. Status Solidi C*, vol. 10, no. 5, pp. 812–815, May 2013.
- [90] M. Grundmann, *The physics of semiconductors - An introduction including nanophysics and applications*, Second edition. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [91] Madelung, *Semiconductors Handbook*. CD-Rom: Springer Verlag, 2003.
- [92] D. J. As, F. Schmilgus, C. Wang, B. Schöttker, D. Schikora, and K. Lischka, “The near band edge photoluminescence of cubic GaN epilayers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 10, pp. 1311–1313, Mar. 1997.
- [93] T. Lei, T. D. Moustakas, R. J. Graham, Y. He, and S. J. Berkowitz, “Epitaxial growth and characterization of zinc - blende gallium nitride on (001) silicon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 71, no. 10, pp. 4933–4943, May 1992.

- [94] S. Sanna, "Rare Earth point defects in GaN," Dissertation, Universität Paderborn, Paderborn, 2007.
- [95] H. C. Casey Jr, "Diffusion in the III–V Compound Semiconductors," in *Atomic Diffusion in Semiconductors*, D. Shaw, Ed. Springer US, 1973, pp. 351–430.
- [96] C. Netzel, "Strahlende und nichtstrahlende Rekombination in GaInN / GaN Quantenfilmen," Dissertation, Technische Universität Carolo Wilhelmina, Braunschweig, 2007.
- [97] H. Morkoç, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1 Materials Properties, Physics and Growth*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- [98] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 6, pp. 3675–3696, Aug. 2003.
- [99] H. Masui, S. Nakamura, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Nonpolar and Semipolar III-Nitride Light-Emitting Diodes: Achievements and Challenges," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 1, pp. 88–100, Jan. 2010.
- [100] "<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>," Jan-2016.
- [101] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [102] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, Jun. 2001.
- [103] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149–154, 1967.
- [104] J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*. Courier Corporation, 1971.
- [105] S. Tripathy, R. K. Soni, H. Asahi, K. Iwata, R. Kuroiwa, K. Asami, and S. Gonda, "Optical properties of GaN layers grown on C-, A-, R-, and M-plane sapphire substrates by gas source molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 12, pp. 8386–8399, Jun. 1999.
- [106] J. Jahns, *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Verlag, 2001.
- [107] E. F. Schubert, *Light Emitting Diodes*. Cambridge University - Press, 2003.
- [108] J. Piprek, *Nitride Semiconductor Devices - Principles and Simulation*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007.
- [109] A. Lochthofen, "Mikroskopische Strom- und Spannungsverteilung in GaN-Lichtemittern," Dissertation, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2009.
- [110] S. Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*. John Wiley & Sons Ltd, 2009.
- [111] J. Novák, S. Hasenöhrl, R. Kúdela, M. Kucera, M. I. Alonso, and M. Garriga, "Effect of strain and ordering on the band-gap energy of InGaP," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 88, no. 2–3, pp. 139–142, Jan. 2002.
- [112] Y. Zhang, A. Mascarenhas, and L.-W. Wang, "Interplay of alloying and ordering on the electronic structure of  $Ga_xIn_{1-x}P$  alloys," *Phys. Rev. B*, vol. 78, no. 23, p. 235202, Dec. 2008.

- [113] O. Demichel, M. Heiss, J. Bleuse, H. Mariette, and A. F. i Morral, "Impact of surfaces on the optical properties of GaAs nanowires," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 20, p. 201907, Nov. 2010.
- [114] S. Breuer, C. Pfüller, T. Flissikowski, O. Brandt, H. T. Grahn, L. Geelhaar, and H. Riechert, "Suitability of Au- and Self-Assisted GaAs Nanowires for Optoelectronic Applications," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 1276–1279, Mar. 2011.
- [115] S. Perera, M. A. Fickenscher, H. E. Jackson, L. M. Smith, J. M. Yarrison-Rice, H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, C. Jagadish, X. Zhang, and J. Zou, "Nearly intrinsic exciton lifetimes in single twin-free GaAs/AlGaAs core-shell nanowire heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 5, p. 53110, Aug. 2008.
- [116] D. W. Winston, "SimWindows - 1D Semiconductor Device Simulator." [www.simwindows.com](http://www.simwindows.com), Jun-2013.
- [117] R. Ferrini, G. Guizzetti, M. Patrini, A. Parisini, L. Tarricone, and B. Valenti, "Optical functions of InGaP/GaAs epitaxial layers from 0.01 to 5.5 eV," *Eur. Phys. J. B - Condens. Matter Complex Syst.*, vol. 27, no. 4, pp. 449–458, Jun. 2002.
- [118] V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and A. Zubrilov, *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York: John Wiley & Sons Inc., 2001.
- [119] V. V. Ravi Kishore, B. Partoens, and F. M. Peeters, "Electronic structure and optical absorption of GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs core-shell nanowires," *Phys. Rev. B*, vol. 82, no. 23, p. 235425, Dec. 2010.
- [120] Q. Liu, S. Derksen, A. Lindner, F. Scheffer, W. Prost, and F.-J. Tegude, "Evidence of type - II band alignment at the ordered GaInP to GaAs heterointerface," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, no. 3, pp. 1154–1158, Feb. 1995.
- [121] G. S. Horner, A. Mascarenhas, R. G. Alonso, D. J. Friedman, K. Sinha, K. A. Bertness, J. G. Zhu, and J. M. Olson, "Polarized photoluminescence measurements of the valence-band splitting in single-variant, spontaneously ordered GaInP<sub>2</sub>," *Phys. Rev. B*, vol. 48, no. 7, pp. 4944–4947, Aug. 1993.
- [122] T. S. Ko, T. C. Lu, T. C. Wang, M. H. Lo, J. R. Chen, R. C. Gao, H. C. Kuo, S. C. Wang, and J. L. Shen, "Optical characteristics of a-plane InGaN/GaN multiple quantum wells with different well widths," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 18, p. 181122, 2007.
- [123] C. H. Chiu, S. Y. Kuo, M. H. Lo, C. C. Ke, T. C. Wang, Y. T. Lee, H. C. Kuo, T. C. Lu, and S. C. Wang, "Optical properties of a-plane InGaN/GaN multiple quantum wells on r-plane sapphire substrates with different indium compositions," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 6, p. 63105, 2009.
- [124] T. Onuma, H. Amaike, M. Kubota, K. Okamoto, H. Ohta, J. Ichihara, H. Takasu, and S. F. Chichibu, "Quantum-confined Stark effects in the m-plane In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N/GaN multiple quantum well blue light-emitting diode fabricated on low defect density freestanding GaN substrate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 18, p. 181903, Oct. 2007.
- [125] T. Koyama, T. Onuma, H. Masui, A. Chakraborty, B. A. Haskell, S. Keller, U. K. Mishra, J. S. Speck, S. Nakamura, S. P. DenBaars, T. Sota, and S. F.

- Chichibu, "Prospective emission efficiency and in-plane light polarization of nonpolar m-plane In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN blue light emitting diodes fabricated on freestanding GaN substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 9, p. 91906, 2006.
- [126] R. A. Arif, Y.-K. Ee, and N. Tansu, "Polarization engineering via staggered InGa<sub>N</sub> quantum wells for radiative efficiency enhancement of light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 9, p. 91110, 2007.
- [127] H. R. Schömig, "Nanooptik an breitbandlückigen Halbleiter-Nanostrukturen für die Spintronik und Optoelektronik," Dissertation, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Würzburg, 2004.
- [128] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki, "Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. Part 2, No. 4A, pp. L382–L385, 1997.
- [129] A. E. Romanov, T. J. Baker, S. Nakamura, J. S. Speck, and E. U. Group, "Strain-induced polarization in wurtzite III-nitride semipolar layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 2, p. 23522, Jul. 2006.
- [130] S.-I. Park, J.-I. Lee, D.-H. Jang, H.-S. Kim, D.-S. Shin, H.-Y. Ryu, and J.-I. Shim, "Measurement of Internal Electric Field in GaN-Based Light-Emitting Diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 4, pp. 500–506, 2012.
- [131] T. Wernicke, L. Schade, C. Netzel, J. Rass, V. Hoffmann, S. Ploch, A. Knauer, M. Weyers, U. Schwarz, and M. Kneissl, "Indium incorporation and emission wavelength of polar, nonpolar and semipolar InGa<sub>N</sub> quantum wells," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 27, no. 2, p. 24014, Feb. 2012.
- [132] Y. D. Jho, J. S. Yahng, E. Oh, and D. S. Kim, "Field-dependent carrier decay dynamics in strained In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN quantum wells," *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 3, p. 35334, Jul. 2002.
- [133] S. F. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, T. Mukai, and S. Nakamura, "Localized quantum well excitons in InGa<sub>N</sub> single-quantum-well amber light-emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 88, no. 9, pp. 5153–5157, Nov. 2000.
- [134] E. Kuokstis, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, R. Gaska, and M. S. Shur, "Two mechanisms of blueshift of edge emission in InGa<sub>N</sub>-based epilayers and multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 6, pp. 977–979, Feb. 2002.
- [135] E. Kuokstis, C. Q. Chen, M. E. Gaevski, W. H. Sun, J. W. Yang, G. Simin, M. A. Khan, H. P. Maruska, D. W. Hill, M. C. Chou, J. J. Gallagher, and B. Chai, "Polarization effects in photoluminescence of C- and M-plane GaN/AlGa<sub>N</sub> multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 22, pp. 4130–4132, Nov. 2002.
- [136] F. Rossi, G. Salviati, M. Pavesi, M. Manfredi, M. Meneghini, E. Zanoni, and U. Zehnder, "Field dependence of the carrier injection mechanisms in InGa<sub>N</sub> Quantum wells: Its effect on the luminescence properties of blue light emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 9, p. 93504, May 2008.
- [137] G. Mayer, "Ladungsträger-Dynamik in III/V-Halbleiter-Quantendraht-Strukturen," Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, 1993.

- [138] A. Satake, J. Sato, T. Fujisaki, and K. Fujiwara, "Enhancement of radiative recombination time under forward bias voltage in a green (In,Ga)N multiple-quantum-well light-emitting-diode," *Phys. Status Solidi C*, vol. 8, no. 7–8, pp. 2145–2147, Jul. 2011.
- [139] K. L. Bunker, R. Garcia, and P. E. Russell, "Scanning electron microscopy cathodoluminescence studies of piezoelectric fields in an InGaN/GaN quantum-well light-emitting diode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 8, p. 82108, Feb. 2005.
- [140] T. Kuroda, A. Tackeuchi, and T. Sota, "Luminescence energy shift and carrier lifetime change dependence on carrier density in In<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N/In<sub>0.03</sub>Ga<sub>0.97</sub>N quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 3753–3755, Jun. 2000.
- [141] T. Kuroda and A. Tackeuchi, "Influence of free carrier screening on the luminescence energy shift and carrier lifetime of InGaN quantum wells," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 6, pp. 3071–3074, Aug. 2002.
- [142] A. Laubsch, W. Bergbauer, M. Sabathil, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, T. Meyer, G. Brüderl, J. Wagner, N. Linder, K. Streubel, and B. Hahn, "Luminescence properties of thick InGaN quantum-wells," *Phys. Status Solidi C*, vol. 6, no. S2, pp. S885–S888, Jun. 2009.
- [143] Prof. Dr. rer. nat. G. Bacher, "Vorlesungsmanuskript: Nano-Optoelektronik und Nano-Photonik," Werkstoffe der Elektrotechnik, Universität Duisburg-Essen, Apr-2012.
- [144] Prof. Dr. rer. nat. F.- J. Tegude, "Vorlesungsmanuskript: Festkörperelektronik," Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie, Universität Duisburg-Essen, Oct-2005.
- [145] E. Kioupakis, Q. Yan, and C. G. V. de Walle, "Interplay of polarization fields and Auger recombination in the efficiency droop of nitride light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 23, p. 231107, Dec. 2012.
- [146] M. Meneghini, N. Trivellin, G. Meneghesso, E. Zanoni, U. Zehnder, and B. Hahn, "A combined electro-optical method for the determination of the recombination parameters in InGaN-based light-emitting diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 11, p. 114508, Dec. 2009.
- [147] B. Galler, P. Drechsel, R. Monnard, P. Rode, P. Stauss, S. Froehlich, W. Bergbauer, M. Binder, M. Sabathil, B. Hahn, and J. Wagner, "Influence of indium content and temperature on Auger-like recombination in InGaN quantum wells grown on (111) silicon substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 13, p. 131111, Sep. 2012.
- [148] M. A. Reshchikov and H. Morkoç, "Luminescence from defects in GaN," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 376–377, pp. 428–431, Apr. 2006.
- [149] H. Born, "Rekombination und Relaxation in nulldimensionalen Strukturen," Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, 2003.
- [150] D. E. Aspnes, "Recombination at semiconductor surfaces and interfaces," *Surf. Sci.*, vol. 132, no. 1–3, pp. 406–421, Sep. 1983.
- [151] C. Gutsche, R. Niepelt, M. Gnauck, A. Lysov, W. Prost, C. Ronning, and F.-J. Tegude, "Direct Determination of Minority Carrier Diffusion Lengths at Axial

- GaAs Nanowire p–n Junctions,” *Nano Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 1453–1458, Mar. 2012.
- [152] Y. Jung, A. Vacic, D. E. Perea, S. T. Picraux, and M. A. Reed, “Minority Carrier Lifetimes and Surface Effects in VLS-Grown Axial p–n Junction Silicon Nanowires,” *Adv. Mater.*, vol. 23, no. 37, pp. 4306–4311, 2011.
- [153] Y. Dan, K. Seo, K. Takei, J. H. Meza, A. Javey, and K. B. Crozier, “Dramatic Reduction of Surface Recombination by in Situ Surface Passivation of Silicon Nanowires,” *Nano Lett.*, vol. 11, no. 6, pp. 2527–2532, Jun. 2011.
- [154] L. Schneider, “Optische Kurzzeitspektroskopie an magnetisch dotierten Halbleiter-Nanopartikeln,” Dissertation, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2011.
- [155] Hamamatsu, “Guide to Streak Cameras.” [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com), 30-Jul-2012.
- [156] O. Pfingsten, “Orts- und zeitaufgelöste optische Spektroskopie an GaN-Nanodrahtstrukturen,” Masterarbeit, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2013.
- [157] S. Choi, M.-H. Ji, J. Kim, H. J. Kim, M. M. Satter, P. D. Yoder, J.-H. Ryou, R. D. Dupuis, A. M. Fischer, and F. A. Ponce, “Efficiency droop due to electron spill-over and limited hole injection in III-nitride visible light-emitting diodes employing lattice-matched InAlN electron blocking layers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 16, p. 161110, Oct. 2012.
- [158] Q. Dai, Q. Shan, J. Wang, S. Chhajed, J. Cho, E. F. Schubert, M. H. Crawford, D. D. Koleske, M.-H. Kim, and Y. Park, “Carrier recombination mechanisms and efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 13, p. 133507, Sep. 2010.
- [159] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, and P. Hinze, “Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN / GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 12, Sep. 2005.
- [160] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, and M. R. Krames, “Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 14, p. 141101, Oct. 2007.
- [161] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Nishino, L. T. Romano, and S. Sakai, “Direct Evidence that Dislocations are Non-Radiative Recombination Centers in GaN,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 4A, p. L398, Apr. 1998.
- [162] X. A. Cao, E. B. Stokes, P. M. Sandvik, S. F. LeBoeuf, J. Kretchmer, and D. Walker, “Diffusion and tunneling currents in GaN/InGaN multiple quantum well light-emitting diodes,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 23, no. 9, pp. 535–537, 2002.
- [163] S. F. Chichibu, A. Uedono, T. Onuma, B. A. Haskell, A. Chakraborty, T. Koyama, P. T. Fini, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. Nakamura, S. Yamaguchi, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, J. Han, and T. Sota, “Origin of defect-insensitive emission probability in In-containing (Al,In,Ga)N alloy semiconductors,” *Nat. Mater.*, vol. 5, no. 10, pp. 810–816, Oct. 2006.

- [164] A. Laubsch, M. Sabathil, W. Bergbauer, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, S. Lutgen, N. Linder, K. Streubel, J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow, and S. W. Koch, "On the origin of IQE-'droop' in InGaN LEDs," *Phys. Status Solidi C*, vol. 6, no. S2, pp. S913–S916, Jun. 2009.
- [165] M. Meneghini, S. Vaccari, N. Trivellin, D. Zhu, C. Humphreys, R. Butendheich, C. Leirer, B. Hahn, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Analysis of Defect-Related Localized Emission Processes in InGaN/GaN-Based LEDs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 59, no. 5, pp. 1416–1422, 2012.
- [166] D.-P. Han, C.-H. Oh, D.-G. Zheng, H. Kim, J.-I. Shim, K.-S. Kim, and D.-S. Shin, "Analysis of nonradiative recombination mechanisms and their impacts on the device performance of InGaN/GaN light-emitting diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 2S, p. 02BA01, Feb. 2015.
- [167] M. A. Reshchikov and H. Morkoç, "Luminescence properties of defects in GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 6, p. 61301, Mar. 2005.
- [168] A. Armstrong, T. A. Henry, D. D. Koleske, M. H. Crawford, K. R. Westlake, and S. R. Lee, "Dependence of radiative efficiency and deep level defect incorporation on threading dislocation density for InGaN/GaN light emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 16, p. 162102, Oct. 2012.
- [169] P. Boguslawski, E. L. Briggs, and J. Bernholc, "Native defects in gallium nitride," *Phys. Rev. B*, vol. 51, no. 23, pp. 17255–17258, Jun. 1995.
- [170] M. Meneghini, A. Tazzoli, R. Butendheich, B. Hahn, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Soft and Hard Failures of InGaN-Based LEDs Submitted to Electrostatic Discharge Testing," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 31, no. 6, pp. 579–581, 2010.
- [171] A. I. Zhmakin, "Enhancement of light extraction from light emitting diodes," *Phys. Rep.*, vol. 498, no. 4–5, pp. 189–241, Feb. 2011.
- [172] C. Huh, K.-S. Lee, E.-J. Kang, and S.-J. Park, "Improved light-output and electrical performance of InGaN-based light-emitting diode by microroughening of the p-GaN surface," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 11, p. 9383, 2003.
- [173] V. Haerle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, D. Eisert, S. Bader, A. Ploessl, and F. Eberhard, "Light extraction technologies for high-efficiency GaInN-LED devices," 2003, pp. 133–138.
- [174] O. B. Shchekin, J. E. Epler, T. A. Trottier, T. Margalith, D. A. Steigerwald, M. O. Holcomb, P. S. Martin, and M. R. Krames, "High performance thin-film flip-chip InGaN–GaN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 7, p. 71109, Aug. 2006.
- [175] D. M. Hofmann, D. Kovalev, G. Steude, B. K. Meyer, A. Hoffmann, L. Eckey, R. Heitz, T. Detchprom, H. Amano, and I. Akasaki, "Properties of the yellow luminescence in undoped GaN epitaxial layers," *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 23, pp. 16702–16706, Dec. 1995.
- [176] I. Shalish, L. Kronik, G. Segal, Y. Rosenwaks, Y. Shapira, U. Tisch, and J. Salzman, "Yellow luminescence and related deep levels in unintentionally doped GaN films," *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 15, pp. 9748–9751, Apr. 1999.

- [177] J. Neugebauer and C. G. V. de Walle, "Gallium vacancies and the yellow luminescence in GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 4, pp. 503–505, Jul. 1996.
- [178] P. Perlin, "Towards the Identification of the Dominant Donor in GaN," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 2, pp. 296–299, 1995.
- [179] T. Mattila, "Point-defect complexes and broadband luminescence in GaN and AlN," *Phys. Rev. B*, vol. 55, no. 15, pp. 9571–9576, 1997.
- [180] L. Polenta, A. Castaldini, and A. Cavallini, "Defect characterization in GaN: Possible influence of dislocations in the yellow-band features," *J. Appl. Phys.*, vol. 102, no. 6, p. 63702, Sep. 2007.
- [181] T. Ogino and M. Aoki, "Mechanism of Yellow Luminescence in GaN," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, no. 12, pp. 2395–2405, 1980.
- [182] S. O. Kucheyev, M. Toth, M. R. Phillips, J. S. Williams, C. Jagadish, and G. Li, "Chemical origin of the yellow luminescence in GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 9, pp. 5867–5874, May 2002.
- [183] X. B. Zhang, T. Taliercio, S. Kolliakos, and P. Lefebvre, "Influence of electron-phonon interaction on the optical properties of III nitride semiconductors," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 13, no. 32, p. 7053, Aug. 2001.
- [184] R. Pecharrómán-Gallego, P. R. Edwards, R. W. Martin, and I. M. Watson, "Investigations of phonon sidebands in InGaN/GaN multi-quantum well luminescence," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 93, no. 1–3, pp. 94–97, May 2002.
- [185] M. Smith, J. Y. Lin, H. X. Jiang, A. Khan, Q. Chen, A. Salvador, A. Botchkarev, W. Kim, and H. Morkoc, "Exciton-phonon interaction in InGaN/GaN and GaN/AlGaIn multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 21, pp. 2882–2884, May 1997.
- [186] H. C. Yang, P. F. Kuo, T. Y. Lin, Y. F. Chen, K. H. Chen, L. C. Chen, and J.-I. Chyi, "Mechanism of luminescence in InGaN/GaN multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 3712–3714, Jun. 2000.
- [187] Landolt-Börnstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, Vol. III. Berlin: Springer, 1971.
- [188] A. Laubsch, M. Sabathil, G. Bruederl, J. Wagner, M. Strassburg, E. Baur, H. Braun, U. T. Schwarz, A. Lell, S. Lutgen, N. Linder, R. Oberschmid, and B. Hahn, "Measurement of the internal quantum efficiency of InGaIn quantum," in *Proc. of SPIE*, 2007, vol. Vol. 6486, p. 64860J1-64860J-10.
- [189] R. Koester, J. S. Hwang, C. Durand, D. L. S. Dang, and J. Eymery, "Self-assembled growth of catalyst-free GaN wires by metal-organic vapour phase epitaxy," *Nanotechnology*, vol. 21, no. 1, p. 15602, Jan. 2010.
- [190] A. Krost and A. Dadgar, "GaN-Based Devices on Si," *Phys. Status Solidi A*, vol. 194, no. 2, pp. 361–375, Dec. 2002.
- [191] N. Jüttner, J. Perl, and K. Rojek, "Elektrische und optische Charakterisierung von GaN-Nanodrähten," Projektarbeit, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2012.
- [192] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. C. Jr, B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, "Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 18, pp. 2572–2574, Nov. 1997.



- [193] K. Y. Lai, T. Paskova, V. D. Wheeler, T. Y. Chung, J. A. Grenko, M. a. L. Johnson, K. Udary, E. A. Preble, and K. R. Evans, "Indium incorporation in InGaN/GaN quantum wells grown on m-plane GaN substrate and c-plane sapphire," *Phys. Status Solidi A*, vol. 209, no. 3, pp. 559–564, 2012.
- [194] K. C. Zeng, M. Smith, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, "Collective effects of interface roughness and alloy disorder in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ /GaN multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 12, p. 1724, 1998.
- [195] X. Zhang, P. Kung, A. Saxler, D. Walker, T. C. Wang, and M. Razeghi, "Growth of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}:\text{Ge}$  on sapphire and silicon substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 12, pp. 1745–1747, Sep. 1995.
- [196] I.-H. Lee, I.-H. Choi, C.-R. Lee, S.-J. Son, J.-Y. Leem, and S. K. Noh, "Mobility enhancement and yellow luminescence in Si-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition technique," *J. Cryst. Growth*, vol. 182, no. 3–4, pp. 314–320, Dec. 1997.
- [197] M. Pophristic, F. H. Long, C. Tran, I. T. Ferguson, and R. F. K. Jr, "Time-resolved photoluminescence measurements of InGaN light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 24, pp. 3550–3552, Dec. 1998.
- [198] M. S. Minsky, S. Watanabe, and N. Yamada, "Radiative and nonradiative lifetimes in GaInN/GaN multiquantum wells," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 8, p. 5176, 2002.
- [199] B. M. Weon, J.-L. Lee, and J. H. Je, "A unified decay formula for luminescence decays," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 9, p. 96101, 2005.
- [200] B. Liu, R. Smith, J. Bai, Y. Gong, and T. Wang, "Great emission enhancement and excitonic recombination dynamics of InGaN/GaN nanorod structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 10, p. 101108, 2013.
- [201] T. Matsuoka, T. Ito, and T. Kaino, "First plastic optical fibre transmission experiment using 520 nm LEDs with intensity modulation/direct detection," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 22, p. 1836, 2000.
- [202] J.-W. Shi, H.-Y. Huang, J. K. Sheu, S.-H. Hsieh, Y.-S. Wu, J.-Y. Lu, F.-H. Huang, and W. C. Lai, "Nitride-based photodiode at 510-nm wavelength for plastic optical fiber communication," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 1, pp. 283–285, Jan. 2006.
- [203] J.-W. Shi, H.-Y. Huang, J.-K. Sheu, C.-H. Chen, Y.-S. Wu, and W.-C. Lai, "The improvement in modulation speed of GaN-based Green light-emitting diode (LED) by use of n-type barrier doping for plastic optical fiber (POF) communication," *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 18, no. 15, pp. 1636–1638, 2006.
- [204] D. Tsonev, H. Chun, S. Rajbhandari, J. J. D. McKendry, S. Videv, E. Gu, M. Haji, S. Watson, A. E. Kelly, G. Faulkner, M. D. Dawson, H. Haas, and D. O'Brien, "A 3-Gb/s Single-LED OFDM-Based Wireless VLC Link Using a Gallium Nitride," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 7, pp. 637–640, Apr. 2014.
- [205] P. M. Coulon, M. Mexis, M. Teisseire, M. Jublot, P. Vennéguès, M. Leroux, and J. Zuniga-Perez, "Dual-polarity GaN micropillars grown by metalorganic vapour phase epitaxy: Cross-correlation between structural and optical properties," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 15, p. 153504, Apr. 2014.

- [206] E. E. Reuter, R. Zhang, T. F. Kuech, and S. G. Bishop, "Photoluminescence excitation spectroscopy of carbon-doped gallium nitride," *MRS Internet J Nitride Semicond Res*, vol. 4S1, G3.67, 1999.
- [207] "Messung durchgeführt von M. Sc. Wolff Quitsch. Messwerte mit freundlicher Genehmigung zur Auswertung und Verwendung in dieser Arbeit bereit gestellt." Fachgebiet der Werkstoffe der Elektrotechnik unter Prof. Dr. G. Bacher, Universität Duisburg-Essen, 23-Jan-2014.
- [208] J.-W. Shi, J.-K. Sheu, C.-H. Chen, G.-R. Lin, and W.-C. Lai, "High-Speed GaN-Based Green Light-Emitting Diodes With Partially n-Doped Active Layers and Current-Confined Apertures," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, no. 2, pp. 158–160, 2008.
- [209] C.-L. Liao, C.-L. Ho, Y.-F. Chang, C.-H. Wu, and M.-C. Wu, "High-Speed Light-Emitting Diodes Emitting at 500 nm With 463-MHz Modulation Bandwidth," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 5, pp. 563–565, May 2014.
- [210] D. R. Hang, M. M. C. Chou, L. Chang, Y. Dikme, and M. Heuken, "Growth and characterization of m-plane GaN-based layers on LiAlO<sub>2</sub> (1 0 0) grown by MOVPE," *J. Cryst. Growth*, vol. 311, no. 3, pp. 452–455, Jan. 2009.
- [211] K. Ikeda, S. Horiuchi, T. Tanaka, and W. Susaki, "Design parameters of frequency response of GaAs--(Ga,Al)As double heterostructure LED's for optical communications," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 24, no. 7, pp. 1001–1005, Jul. 1977.
- [212] M. Yao, N. Huang, S. Cong, C.-Y. Chi, M. A. Seyed, Y.-T. Lin, Y. Cao, M. L. Povinelli, P. D. Dapkus, and C. Zhou, "GaAs Nanowire Array Solar Cells with Axial p-i-n Junctions," *Nano Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 3293–3303, Jun. 2014.
- [213] A. Lysov, "Wachstum und optische Charakterisierung von Nanodraht-basierten Lichtemittern und photovoltaischen Bauelementen," Dissertation, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2014.
- [214] R. S. Wagner and W. C. Ellis, "VAPOR - LIQUID - SOLID MECHANISM OF SINGLE CRYSTAL GROWTH," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 4, no. 5, pp. 89–90, Mar. 1964.
- [215] "Messung durchgeführt von Dipl.-Ing. Christoph Gutsche. Mit freundlicher Genehmigung zur Verwendung in dieser Arbeit bereit gestellt." Fachgebiet "Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie" unter Prof. Dr. F.-J. Tegude, Universität Duisburg-Essen, 27-Jan-2010.
- [216] I. Regolin, C. Gutsche, A. Lysov, K. Blekker, Z.-A. Li, M. Spasova, W. Prost, and F.-J. Tegude, "Axial pn-junctions formed by MOVPE using DEZn and TESn in vapor-liquid-solid grown GaAs nanowires," *J. Cryst. Growth*, vol. 315, no. 1, pp. 143–147, Jan. 2011.
- [217] C. Gutsche, I. Regolin, K. Blekker, A. Lysov, W. Prost, and F. J. Tegude, "Controllable p-type doping of GaAs nanowires during vapor-liquid-solid growth," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 2, p. 24305, Jan. 2009.
- [218] C. Gutsche, A. Lysov, I. Regolin, K. Blekker, W. Prost, and F.-J. Tegude, "n-Type Doping of Vapor-Liquid-Solid Grown GaAs Nanowires," *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 6, no. 1, p. 65, Oct. 2010.

- [219] A. Lysov, M. Offer, C. Gutsche, I. Regolin, S. Topaloglu, M. Geller, W. Prost, and F.-J. Tegude, "Optical properties of heavily doped GaAs nanowires and electroluminescent nanowire structures," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 8, p. 85702, Feb. 2011.
- [220] D. J. Ashen, P. J. Dean, D. T. J. Hurle, J. B. Mullin, A. M. White, and P. D. Greene, "The incorporation and characterisation of acceptors in epitaxial GaAs," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 36, no. 10, pp. 1041–1053, Oct. 1975.
- [221] I. Regolin, D. Sudfeld, S. Lüttjohann, V. Khorenko, W. Prost, J. Kästner, G. Dumpich, C. Meier, A. Lorke, and F.-J. Tegude, "Growth and characterisation of GaAs/InGaAs/GaAs nanowhiskers on (1 1 1) GaAs," *J. Cryst. Growth*, vol. 298, pp. 607–611, Jan. 2007.
- [222] K. A. Dick, J. Bolinsson, B. M. Borg, and J. Johansson, "Controlling the Abruptness of Axial Heterojunctions in III–V Nanowires: Beyond the Reservoir Effect," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 6, pp. 3200–3206, Jun. 2012.
- [223] D. W. Winston, "Physical simulation of optoelectronic semiconductor devices," Dissertation, University of Colorado, 1996.
- [224] Prof. Dr. -Ing. E. Kubalek and Prof. Dr. rer. nat. G. Bacher, "Vorlesungsmanuskript: Einführung in die Werkstoffe der Elektrotechnik," Werkstoffe der Elektrotechnik, Universität Duisburg-Essen, Jun-2009.
- [225] M. Nonnenmacher, M. P. O'Boyle, and H. K. Wickramasinghe, "Kelvin probe force microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 25, pp. 2921–2923, Jun. 1991.
- [226] D. Stichtenoth, K. Wegener, C. Gutsche, I. Regolin, F. J. Tegude, W. Prost, M. Seibt, and C. Ronning, "P-type doping of GaAs nanowires," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 16, p. 163107, Apr. 2008.
- [227] C. Gutsche, A. Lysov, I. Regolin, A. Brodt, L. Liborius, J. Frohleiks, W. Prost, and F.-J. Tegude, "Ohmic contacts to n-GaAs nanowires," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 1, p. 14305, Jul. 2011.
- [228] D. E. Aspnes and A. A. Studna, "Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV," *Phys. Rev. B*, vol. 27, no. 2, pp. 985–1009, Jan. 1983.
- [229] K. Seeger, "Microwave dielectric constants of silicon, gallium arsenide, and quartz," *J. Appl. Phys.*, vol. 63, no. 11, pp. 5439–5443, Jun. 1988.
- [230] W. E. Spicer, I. Lindau, P. E. Gregory, C. M. Garner, P. Pianetta, and P. W. Chye, "Synchrotron radiation studies of electronic structure and surface chemistry of GaAs, GaSb, and InP," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 13, no. 4, pp. 780–785, 1976.
- [231] L. G. Meiners, "Surface potential of anodized p - GaAs MOS capacitors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 8, pp. 747–748, Aug. 2008.
- [232] N. Tajik, Z. Peng, P. Kuyanov, and R. R. LaPierre, "Sulfur passivation and contact methods for GaAs nanowire solar cells," *Nanotechnology*, vol. 22, no. 22, p. 225402, Jun. 2011.
- [233] P. A. Alekseev, M. S. Dunaevskiy, V. P. Ulin, T. V. Lvova, D. O. Filatov, A. V. Nezhdanov, A. I. Mashin, and V. L. Berkovits, "Nitride Surface Passivation of GaAs Nanowires: Impact on Surface State Density," *Nano Lett.*, vol. 15, no. 1, pp. 63–68, Jan. 2015.

- [234] O. D. D. Couto, D. Sercombe, J. Puebla, L. Otubo, I. J. Luxmoore, M. Sich, T. J. Elliott, E. A. Chekhovich, L. R. Wilson, M. S. Skolnick, H. Y. Liu, and A. I. Tartakovskii, "Effect of a GaAsP Shell on the Optical Properties of Self-Catalyzed GaAs Nanowires Grown on Silicon," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 10, pp. 5269–5274, Oct. 2012.
- [235] N. Sköld, L. S. Karlsson, M. W. Larsson, M.-E. Pistol, W. Seifert, J. Trägårdh, and L. Samuelson, "Growth and Optical Properties of Strained GaAs–GaIn<sub>1-x</sub>P Core–Shell Nanowires," *Nano Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1943–1947, Oct. 2005.
- [236] "Messung durchgeführt von Andrey Lysov. Mit freundlicher Genehmigung zur Verwendung in dieser Arbeit bereit gestellt." Fachgebiet "Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie" unter Prof. Dr. F.-J. Tegude, Universität Duisburg-Essen, 22-Oct-2010.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während der letzten Jahre auf dem Weg durch die Promotion begleitet und unterstützt haben.

Zu Beginn möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. G. Bacher bedanken, dass er mir nach der Diplom-Arbeit die Chance und das Vertrauen gegeben hat, an seinem Lehrstuhl im Rahmen eines so interessanten Forschungsgebiets eine Promotion anstreben zu dürfen. Dabei möchte ich mich auch für die hervorragende und enge Betreuung während der ganzen Zeit bedanken, die sich in zahlreichen fachlichen Diskussionen sowie auch anregenden und motivierenden Gesprächen widergespiegelt hat.

Bei Herrn Prof. Dr. F.-J. Tegude möchte ich mich für die Übernahme des 2. Gutachtens und die tolle Kooperation im Projekt NaSoL bedanken. Im Rahmen dessen möchte ich mich auch sehr bei den im Projekt involvierten Kollegen des Lehrstuhls „Halbleitertechnik / Halbleitertechnologie“ für die gute Zusammenarbeit und die Zuverfügungstellung zahlreicher Proben bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Firma OSRAM Opto Semiconductors GmbH, die mir im Rahmen diverser Forschungsprojekte die Möglichkeit geboten hat, wissenschaftliche Untersuchungen an blauen Hochleistungs-LEDs durchführen zu können. Insbesondere möchte ich mich hier bei Herrn Dr. B. Hahn für die damaligen Projekt-Beauftragungen sowie für die Freigabe der verwendeten Projekthinhalte in dieser Arbeit bedanken.

Im Folgenden möchte ich mich sehr bei all meinen Kolleginnen und Kollegen des Fachgebiets „Werkstoffe der Elektrotechnik“ bedanken. Ich habe mich von Anfang an in der Gruppe aufgenommen und stets wohl gefühlt. Ich werde mich immer sehr gerne an die vielen Gespräche in der Küche und die tollen externen Seminare sowie die gemeinsamen Ausflüge erinnern. Hervorheben möchte ich hier die Seminare auf Texel und in Grainau sowie die sportlichen Aktivitäten im Rahmen von Fahrradtouren vom Rhein nach Essen zum Baldeney-See und Paddel-Ausflügen auf der Niers.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich an meinen langjährigen Büro- und Projekt-Kollegen Sasa Vinaji richten, für ein freundschaftliches Verhältnis und eine gute und enge Zusammenarbeit während der ganzen Zeit. Unsere zahlreichen Gespräche und Diskussionen, auch beim Konsum frischer Luft im Hof, haben immer einen besonderen Mehrwert auch über die Arbeit hinaus dargestellt.

Ebenfalls bedanke ich mich besonders bei Rachel Fainblat-Pádua für das ebenfalls freundschaftliche Verhältnis, die Zusammenarbeit im Labor und die vielen fachlichen und persönlichen Gespräche. Im Rahmen dessen möchte ich mich auch ganz besonders bei Ekaterina Nannen, Jörg Nannen, Jie Huang und Franziska Muckel für die tolle gemeinsame Zeit im Labor, bei Konferenzen, sowie bei zahlreichen Feiern, Ausflügen

und Seminaren bedanken. Gerne erinnere ich mich an die Späße im Labor, die gemeinsamen Paddelausflüge, die Sing-Star-Spiele und den reichhaltigen Konsum von Glühwein bei unseren Weihnachtsfeiern sowie den 1-wöchigen Aufenthalt in der Weltmetropole Tallahassee zurück.

Einen weiteren besonderen Dank möchte ich ebenfalls an meine damaligen Master- und Projektstudenten Oliver Pfingsten und Nils Juttner richten, die mit ihren hervorragenden Arbeiten sehr zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Für die gute Zusammenarbeit und das Anfertigen der REM-Aufnahmen in dieser Arbeit geht mein Dank an Nicole Stracke. Herrn H. Lebeau und Herrn U. Rau danke ich für den technischen Support in allen Belangen. Unserer damaligen Sekretärin Frau I. Schäl danke ich für ihre Unterstützung bei allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten. Frau P. Merker danke ich für Ihren großartigen Einsatz und die Hilfe bei der Organisation der Abschlussprüfung und der Promotionsfeier.

Zum Schluss möchte ich einen riesen Dank an meine Familie richten, die mich immer unterstützt und mich in meinem Vorhaben der Promotion stets bestärkt haben. Dabei bedanke ich mich bei meinen Eltern Petra und Peter Sager für den großen Rückhalt, das stets offene Ohr und die Unterstützung in allen Belangen sowie die motivierenden Gespräche mit Hinblick auf die Annahme der Herausforderung Promotion. Ohne Euch hätte ich all dies nicht erreichen können.

Für das Korrektur-Lesen der Dissertation möchte ich auch noch einmal einen besonderen Dank an meinen Vater und meinen Schwager Marcus Hütten richten.

Schließlich möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Debora Sager bedanken. Dein großer Rückhalt während all der Jahre sowie Deine unendlich geduldige Unterstützung im Alltag haben es mir erst möglich gemacht, die Dissertation schließlich erfolgreich zum Abschluss bringen zu können. Dafür bin ich Dir unendlich dankbar. In diesem Zusammenhang möchte ich auch ein kleines Dankeschön an meinen Sohn Julian Sager richten, der mich ebenfalls sehr oft hat entbehren müssen und dies ebenfalls geduldig hingenommen hat.